

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ, ГИДРОСФЕРЫ
И ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

УДК 519.676, 519.245, 528.813, 535.135, 551.57

**Численное моделирование поляризационных характеристик
эхосигнала при наземном зондировании облаков
в терагерцовом диапазоне**

Е.Г. Каблукова¹, Б.А. Каргин^{1,2}, А.А. Лисенко^{3,4}, Г.Г. Матвиенко^{3,4*}

¹*Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН
630090, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 6*

²*Новосибирский государственный университет
630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2*

³*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

⁴*Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36*

Поступила в редакцию 19.08.2015 г.

Представлены результаты численного статистического моделирования эксперимента по наземному зондированию облачного слоя линейно поляризованным излучением терагерцового диапазона для нескольких длин волн из окон прозрачности атмосферы. В моделях рассеивающего слоя используются функции распределения жидких капель по размерам, обобщенные по результатам многолетних натурных испытаний в умеренных широтах Земли, а также полученные при самолетных измерениях у берегов Великобритании. В моделях рассеивающей среды учитываются вертикальная стратификация концентрации паров воды в атмосфере, различие в микроструктуре облачного слоя у вершины и основания.

Ключевые слова: спектр размеров облачных капель, терагерцовое излучение, дистанционное зондирование, поляризация, метод Монте-Карло, локальная оценка; cloud droplet size distribution, terahertz radiation, remote sensing, polarization, Monte Carlo method, local estimate.

Введение

В настоящее время наблюдается интерес к возможностям использования когерентного излучения терагерцового (ТГц) диапазона в различных системах дистанционного мониторинга атмосферы. Под ТГц-диапазоном подразумевают область частот $\omega/2\pi$ от 0,3 до 10 ТГц (длины волн от 1 мм до 30 мкм). Этот частотный интервал охватывает часть электромагнитного спектра между инфракрасным (ИК) и микроволновым диапазонами, поэтому его часто называют дальним ИК, или субмиллиметровым, диапазоном длин волн. В терагерцовом диапазоне находится большое число сильных линий вращательных переходов молекул, а также линии колебательных и колебательно-вращательных переходов больших молекул, в том числе органических, что открывает возможности как для их исследования, так и для селективного воздействия на них. Это делает терагерцовые волны перспективным инструментом диагностики и спектроскопии различных сред [1, 2].

Развитие дистанционного зондирования нижней атмосферы, области, которая недоступна для спутниковых измерений, с целью изучения особенностей пространственно-временной изменчивости характеристик влагосодержания атмосферы, фазового состава облаков нижнего яруса, туманов, осадков и других задач требует расширения частотного диапазона средств пассивного и активного дистанционного зондирования атмосферы. Освоение ТГц-диапазона позволило бы дополнить измерения фазового состава облаков и осадков в области размеров частиц от 30 мкм до 1 мм, недоступной для методов дистанционного зондирования оптического, ближнего ИК и миллиметрового диапазонов.

Незамутненная и особенно замутненная атмосфера оказывает очень сильное влияние на ослабление ТГц-излучения. Ослабление в безоблачной атмосфере обусловлено поглощением электромагнитной энергии газами, молекулы которых обладают электрическими или магнитными дипольными моментами. Основным фактором ослабления излучения в ТГц-диапазоне является молекулярное поглощение в водяном паре. Это поглощение вызвано главным образом вращательными квантовыми переходами молекул H₂O из одного энергетического состояния в другое.

* Евгения Геннадьевна Каблукова (kablukovae@sscc.ru); Борис Александрович Каргин (bkargin@osmf.sccc.ru); Андрей Александрович Лисенко (lisenko@iao.ru); Геннадий Григорьевич Матвиенко (magg@iao.ru).

Вращательный спектр H_2O сильно развит: вращательных линий достаточно много и они тесно расположены в ТГц-диапазоне [3–5]. Благодаря дискретности спектра поглощения существуют окна прозрачности, в которых поглощение не столь сильно себя проявляет [6, 7].

В настоящей статье выполняется численное моделирование эксперимента по наземному дистанционному зондированию жидкокапельного облачного слоя нижней тропосферы в терагерцовом диапазоне длин волн. Одной из задач численного моделирования является построение адекватной модели рассеивающего слоя, состоящего из жидких капель.

Обобщая натурные эксперименты, можно сделать вывод, что, хотя крупные капли радиуса r более 20 мкм присутствуют практически во всех жидкокапельных облаках, их водность мала по сравнению с водностью мелких капель ($r < 20$ мкм). В морских, а также толстых континентальных облаках слоистых форм значения водности крупных капель могут достигать 0,02–0,1 г/м³ при водности мелких капель 0,12–0,4 г/м³ [8, 9].

В качестве общепринятых моделей распределения капель по размерам в облаках часто используются гамма-распределения [10, 11] и логарифмически нормальный закон [11]. Эти распределения хорошо описывают диапазон радиусов мелких капель от 1–2 до 20–25 мкм. Концентрация крупных капель с ростом их размера в облаках уменьшается обычно значительно медленнее, чем по экспоненте, и может быть аппроксимирована степенным законом [10, 12].

Рост мелких капель до радиусов 15–20 мкм в большей степени обусловлен диффузией паров воды к обводненным ядрам конденсации, поэтому с увеличением высоты над нижней границей облака увеличивается радиус этих капель. На рост крупных капель влияют процессы коагуляции частиц за счет гравитационных и электрических сил, турбулентных потоков [13]. Поэтому обычно наблюдается увеличение среднего радиуса крупных капель в направлении от верхней к нижней границе [9]. Экспериментальные данные [14] показывают, что при значительном перемешивании воздушных масс внутри облаков St и Sc концентрация и средний объемный радиус крупных капель постоянны по высоте в верхней и средней частях облака, в нижней части концентрация крупных капель уменьшается к нижней границе.

Модели облачной атмосферы

Для численного моделирования экспериментов по дистанционному зондированию облачного слоя использовались две модели облака. *Модель 1* построена с использованием функций распределения частиц по размерам, представленных в [10, 12, 13] и обобщающих большое количество экспериментальных измерений микроструктуры облаков типа St в областях умеренных широт. Плотность распределения мелких капель (1–20 мкм) по размерам в данной модели описывается гамма-распределением

$$f(r) = \frac{1}{\Gamma(\alpha + 1)\beta^{\alpha+1}} r^\alpha \exp\left(-\frac{r}{\beta}\right),$$

где Γ – гамма-функция; r – радиус частицы; $\beta = 1,5$; $\alpha = 2$. Число частиц в единице объема $N_1 = 248 \text{ см}^{-3}$. Спектр радиусов крупных капель подчиняется степенному закону

$$f(r) = \frac{C(\beta - 1)}{r_{\min}} \left(\frac{r_{\min}}{r}\right)^\beta$$

с параметрами $\beta = 5,4$ и $5,2$ у вершины и основания облака соответственно, наименьшим радиусом $r_{\min} = 20$ мкм, числом частиц в единице объема $N_2 = 1,54 \text{ см}^{-3}$ для капель радиуса $20 \leq r \leq 85$ мкм; $\beta = 7,4$ и 6 у вершины и основания облака соответственно, $N_3 = 10^{-3} \text{ см}^{-3}$, $r_{\min} = 85$ мкм для диапазона радиусов капель $85 \leq r \leq 400$ мкм; C – нормировочный множитель. Водность мелких капель при этом равна $0,22 \text{ г/м}^3$, средняя водность крупных капель $0,044 \text{ г/м}^3$. Рассеивающий объем представлялся плоским горизонтально-однородным слоем с вертикальной стратификацией оптических характеристик.

В модели 2 облачного слоя используются спектры размеров частиц из [15], основанные на данных самолетных измерений на различных высотах в однородных слоистообразных облаках над Северным морем (Великобритания). Данные получены с помощью приборов ASSP (Axially Scattering Spectrometer Probe) для капель радиусом от 1 до 24 мкм и OAP (Optical Array Probe) фирмы PMS для капель радиусом от 12,5 до 400 мкм. Нижняя граница облака определялась на высоте 400 м, верхняя – 800 м при температурной инверсии 5 °С.

Для построения численной модели облачный слой делился на горизонтальные «подслои», в которых микрофизические характеристики облака считались постоянными. Была проведена аппроксимация плотностей распределения капель по размерам на высотах 500, 550, 600, 650, 700 м при известных спектрах на высоте 480 и 730 м. Учитывалось, что при конденсационном росте радиус капель увеличивается до 15–20 мкм при подъеме от нижней к верхней границе, а скорость их роста примерно пропорциональна кубическому корню из высоты над нижней границей [16, 17]. Преобладающим механизмом роста крупных капель, чей радиус превышает 20 мкм, является коагуляция. Согласно [17], предполагая, что водность облака постоянна и увеличение радиуса капель происходит под действием гравитационных сил, можно считать, что радиус капли линейно возрастает при уменьшении высоты. При этом скорости роста капель различных размеров различны, так как зависят от площади сечения капли, скорости сближения падающей капли с другими капельками и от значений коэффициента захвата растущей каплей всех остальных. Полученные аппроксимации плотностей распределения частиц по размерам даны на рис. 1 в логарифмическом масштабе: кривые 1–7 иллюстрируют плотности распределения капель по размерам на высотах 480, 500, 550, 600, 650, 700, 730 м соответственно. На вставке приведены построенные спектры размеров мелких капель в линейном масштабе.

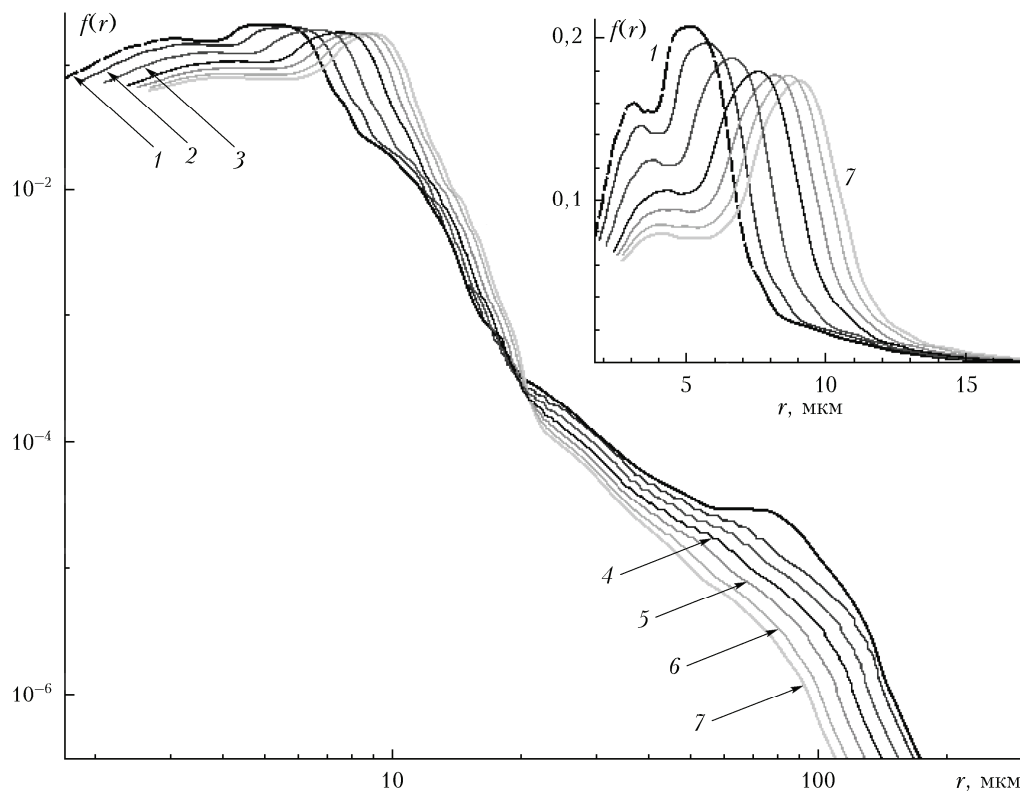


Рис. 1. Плотности распределения капель по размерам для модели 2 на высотах 480 (1); 500 (2); 550 (3); 600 (4); 650 (5); 700 (6); 730 м (7)

Так как на распространение излучения в терагерцовом диапазоне огромное влияние оказывает поглощение водяным паром, то в моделях рассеивающей среды учитывается вертикальное распределение влажности в нижних слоях атмосферы. Расчеты проводились для длин волн из окон прозрачности атмосферы терагерцового диапазона (41, 87, 118, 142, 151, 200, 220 мкм), в которых ослабление водяным паром наименее сильное. Согласно [12] массовую долю влаги $a(z)$ можно аппроксимировать экспонентой

$$a(z) = a_0 \exp(-bz - cz^2),$$

где параметры a_0 , b и c различаются для разных временных сезонов; z – высота над поверхностью Земли, км. В численных расчетах использовались параметры $a_0 = 1,5\%$, $b = 0,1112 \text{ км}^{-1}$, $c = 0,0364 \text{ км}^{-2}$, характерные для зимнего периода умеренных широт.

Оптические характеристики рассеивающего слоя

С помощью дифракционной теории рассеяния Ми по алгоритму Wiscombe [18] были вычислены оптические характеристики рассмотренных моделей рассеивающих слоев и слоев, в которых водность крупных капель уменьшена в 2, 4 и 8 раз относительно первоначальной и равна нулю.

В модели 1 облачного слоя коэффициенты ослабления и рассеяния излучения мелкими каплями

вычислялись на заданных высотах z_k согласно формуле вертикальной стратификации [16]:

$$\frac{\sigma_k}{\sigma} \approx 2,8 \zeta_k (1 - \zeta_k)^{1/4},$$

где σ – средний коэффициент рассеяния или поглощения; σ_k – определяемый коэффициент на заданной высоте z_k ; $\zeta_k = z_k/H_{cl}$, $z_k \in [0, H_{cl}]$, H_{cl} – геометрическая толщина облака. Коэффициенты ослабления и рассеяния излучения крупными каплями линейно аппроксимировались по заданным значениям в верхней и нижней частях облака.

На рис. 2 даны коэффициенты рассеяния $\sigma_{scat}(z)$ и ослабления $\sigma_{ext}(z)$ излучения с длинами волн 41 мкм (а) и 200 мкм (б) для модели 2. Цифрой 1 отмечен рассеивающий слой, состоящий из мелких и крупных капель радиусом от 1 до 200 мкм, цифрой 2 – рассеивающий слой, состоящий из мелких капель. Линией с символами обозначены коэффициенты ослабления, символами – коэффициенты рассеяния. На рис. 2, б использовался логарифмический масштаб. В слое, содержащем и мелкие, и крупные капли, коэффициенты ослабления у нижней границы облака значительно больше, чем в слое, состоящем из мелких капель (1,7 < r < 20 мкм): для длины волны 41 мкм в 1,5 раза, для длины волны 200 мкм – более чем в 5 раз. Вероятность выживания кванта излучения при столкновении с элементом рассеивающего объема возрастает при учете крупных капель в модели облака: для длины волны 41 мкм с 0,28 до 0,35

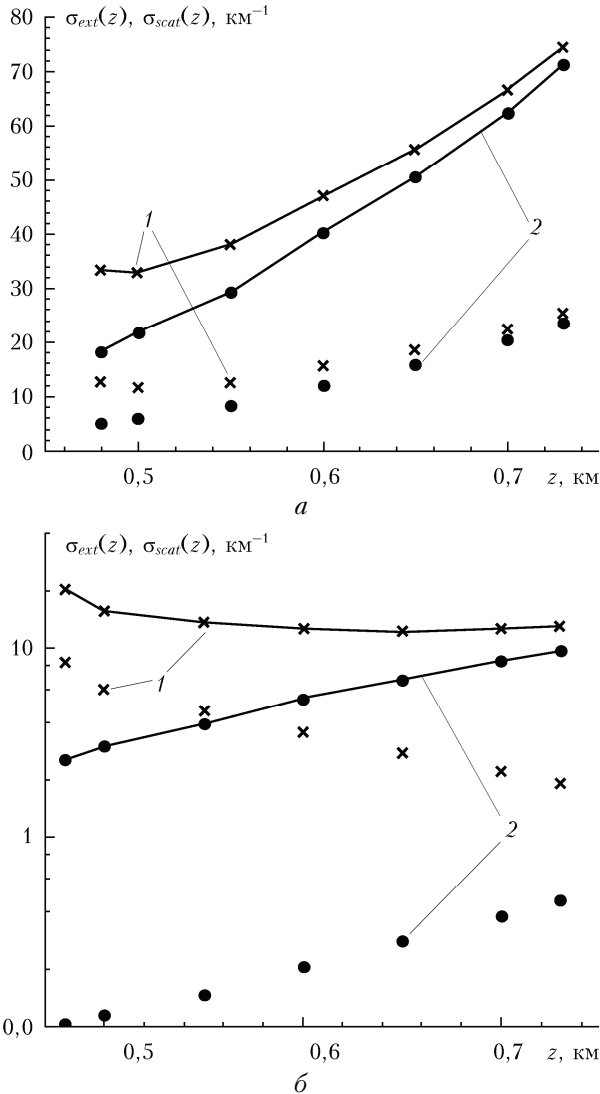


Рис. 2. Коэффициенты рассеяния (символы) и ослабления (линии с символами) излучения с длиной волны 41 мкм для модели 2: 1 – рассеивающий слой, состоящий из мелких и крупных капель; 2 – рассеивающий слой из мелких капель (а); аналогичные данные для излучения с длиной волны 200 мкм (б)

у нижней границы и с 0,33 до 0,34 у верхней, для 200 мкм – с 0,038 до 0,39 у нижней границы и с 0,048 до 0,148 у верхней границы.

Численное моделирование эксперимента по наземному зондированию облачной атмосферы

В численном эксперименте по распространению излучения в облачной атмосфере предполагалось, что источник излучения наземного базирования, совмещенный с приемником, в момент времени $t = 0$ испускает мгновенный импульс линейно поляризованного излучения единичной мощности в круговом конусе направлений Ω_0 с полуапертурой $\theta_0 = 1,45$ мрад. Ра-

диус источника излучения 0,05 м. Эхосигнал регистрируется приемником радиусом 0,3 м в угловом конусе $2\pi(1 - \cos\theta^*)$, где $\theta^* = 8,7$ мрад.

Атмосфера задается в рамках плоскопараллельной горизонтально-однородной модели, как плоский слой $D = \{r \in R^3, r = (x, y, z), h < z < H\}$, с коэффициентом экстинкции

$$\sigma_{ext}(z) = \sigma_{abs}(z) + \sigma_{scat}(z),$$

где $\sigma_{abs}(z)$, $\sigma_{scat}(z)$ – коэффициенты поглощения и рассеяния, включающие в себя аддитивные составляющие аэрозольного и молекулярного компонентов, $q(z) = \sigma_{scat}(z)/\sigma_{ext}(z)$ – альbedo однократного рассеяния, и матрицей рассеяния, которая в случае изотропной среды, состоящей из однородных сферических частиц, зависит от четырех функций: $r_{11}(\mu)$, $r_{12}(\mu)$, $r_{33}(\mu)$, $r_{34}(\mu)$:

$$\mathbf{R}(\mu, z) = \frac{1}{2\pi} \begin{pmatrix} r_{11}(\mu) & r_{12}(\mu) & 0 & 0 \\ r_{12}(\mu) & r_{11}(\mu) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & r_{33}(\mu) & r_{34}(\mu) \\ 0 & 0 & -r_{34}(\mu) & r_{33}(\mu) \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $\mu = (\omega', \omega)$, ω' , ω – направление движения фотона до и после рассеяния соответственно; r_{11} – индикатриса рассеяния; $\int r_{11}(\mu) d\mu = 1$. Высота нижней и верхней границы $h = 400$ м, $H = 800$ м соответственно.

Для описания поляризационных свойств света используется вектор-параметр Стокса

$$\Phi = (I, Q, U, V) = (\Phi_1, \Phi_2, \Phi_3, \Phi_4), \quad (2)$$

компоненты которого имеют размерность интенсивности и описывают в совокупности интенсивность, степень поляризации, плоскость поляризации и степень эллиптичности излучения. Процесс переноса поляризованного излучения можно описать векторным интегродифференциальным уравнением [19–21] или эквивалентным ему интегральным уравнением [21]. Алгоритмы метода Монте-Карло для моделирования процесса переноса излучения удобнее строить на основе интегрального уравнения. Для этого переходят к вектор-функции плотности столкновений $\varphi(\mathbf{r}, \omega)$, которая связана с вектор-функцией интенсивности излучения Φ соотношением $\varphi(\mathbf{r}, \omega) = \sigma_{ext}(z)\Phi(\mathbf{r}, \omega) = (\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \varphi_4)^T$ и удовлетворяет системе интегральных уравнений с учетом поляризации:

$$\varphi(\mathbf{r}, \omega, t) = \int_{D \times \Omega \times T} \mathbf{K}(\mathbf{r}', \omega', t', \mathbf{r}, \omega, t) \varphi(\mathbf{r}', \omega', t') d\mathbf{r}' d\omega' dt' + \mathbf{f}(\mathbf{r}, \omega, t). \quad (3)$$

Здесь

$$\mathbf{K}(\mathbf{r}', \omega', t', \mathbf{r}, \omega, t) = \frac{q(z') \exp(-\tau(\mathbf{r}', \mathbf{r})) \sigma_{ext}(z) \mathbf{P}(\omega', \omega, z)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} \times \delta\left(\omega - \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}\right) \delta\left(t - t' - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c}\right),$$

где $\omega \in \Omega$ – пространство единичных векторов направления; $\mathbf{f}^{(0)} = (f_1^{(0)}, f_2^{(0)}, f_3^{(0)}, f_4^{(0)})^T$ – вектор-функция плотности распределения источника частиц. Матричная функция рассеяния представляется соотношением

$$\mathbf{P}(\omega', \omega, z) = \mathbf{L}(\pi - i_2) \mathbf{R}(\omega', \omega, z) \mathbf{L}(-i_1),$$

где \mathbf{L} – матрица поворота; \mathbf{R} – матрица рассеяния (1); i_1 – угол между плоскостью рассеяния (ω, ω') и плоскостью (ω', Oz) , i_2 – угол между плоскостью рассеяния (ω, ω') и плоскостью (ω, Oz) ; $\tau(\mathbf{r}', \mathbf{r}) = \int_0^{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}|} \sigma_{ext}(\mathbf{r}' + l\omega) dl$ – оптическая длина пути от точки \mathbf{r}' до точки \mathbf{r} ; c – скорость света.

Решение уравнения (3) представляется рядом Неймана $\varphi = \sum_n \mathbf{K}^n \mathbf{f}$ при условии, что норма оператора \mathbf{K} или какой-либо его степени \mathbf{K}^n строго меньше единицы. Очевидно, что это условие выполняется для $n = 1$ при наличии поглощения и для $n = 2$ при ограниченных средах. Для вычисления поляризационных характеристик излучения оцениваются линейные функционалы от вектор-функции плотности столкновений $\varphi(\mathbf{r}, \omega, t)$ вида

$$\begin{aligned} (\varphi, \mathbf{h}) &= \int_{\mathbf{D} \times \Omega \times T} \varphi^T(\mathbf{r}, \omega, t) \mathbf{h}(\mathbf{r}, \omega, t) d\mathbf{r} d\omega dt = \\ &= \sum_{i=1}^4 \int_{\mathbf{D} \times \Omega \times T} \varphi_i(\mathbf{r}, \omega, t) h_i(\mathbf{r}, \omega, t) d\mathbf{r} d\omega dt \end{aligned}$$

с помощью «оценки по столкновениям» ξ функционала (φ, \mathbf{h}) на однородной цепи Маркова $\mathbf{x}_0, \dots, \mathbf{x}_N$, $\mathbf{x}_i = (\mathbf{r}_i, \omega_i, t_i)$ с начальной плотностью $\pi(\mathbf{x})$ и переходной плотностью $p(\mathbf{x}', \mathbf{x})$:

$$\xi = \sum_{n=0}^N \left[\sum_{j=1}^4 Q_n^j h_j(\mathbf{x}_n) \right], \quad (\varphi, \mathbf{h}) = \mathbf{E}\xi,$$

N – случайный номер последнего состояния цепи Маркова, векторный вес определяется как

$$Q_0^j = \frac{f_j(\mathbf{x}_0)}{\pi(\mathbf{x}_0)}, \quad Q_n^j = \sum_{i=1}^4 Q_{n-1}^i \frac{k_{ji}(\mathbf{x}_{n-1}, \mathbf{x}_n)}{p(\mathbf{x}_{n-1}, \mathbf{x}_n)}.$$

Для несмещенности оценки ξ необходимо выполнение условий $\pi(\mathbf{x}) \neq 0$, если $f(\mathbf{x}) \neq 0$, и $p(\mathbf{x}', \mathbf{x}) \neq 0$, если $\mathbf{K}(\mathbf{x}', \mathbf{x}) \neq 0$.

Вектор-параметр Стокса излучения, возвращающегося в детектор, оценивается с помощью «локальной» и «двойной локальной» оценок. Алгоритм моделирования цепи Маркова, имитирующей траектории движения фотонов, и вычисления локальных оценок подробно описаны в [21, 22]. Так как коэффициенты поглощения излучения терагерцового диапазона достаточно высоки, то для уменьшения трудоемкости оценок в представленных вычислениях

использована модификация двойной локальной оценки, в которой наперед заданное число k первых элементов цепи Маркова моделируется «без поглощения». Для последующих столкновений фотонов \mathbf{x}_i , $i > k$ разыгрывается поглощение с вероятностью $1 - q(z_i)$. Для s -й точки столкновения фотона дополнительный вес определяется как $Q_s^j = \prod_{i \leq s} q(z_i)$,

если $s \leq k$, $Q_s^j = \prod_{i \leq k} q(z_i)$, если $s > k$.

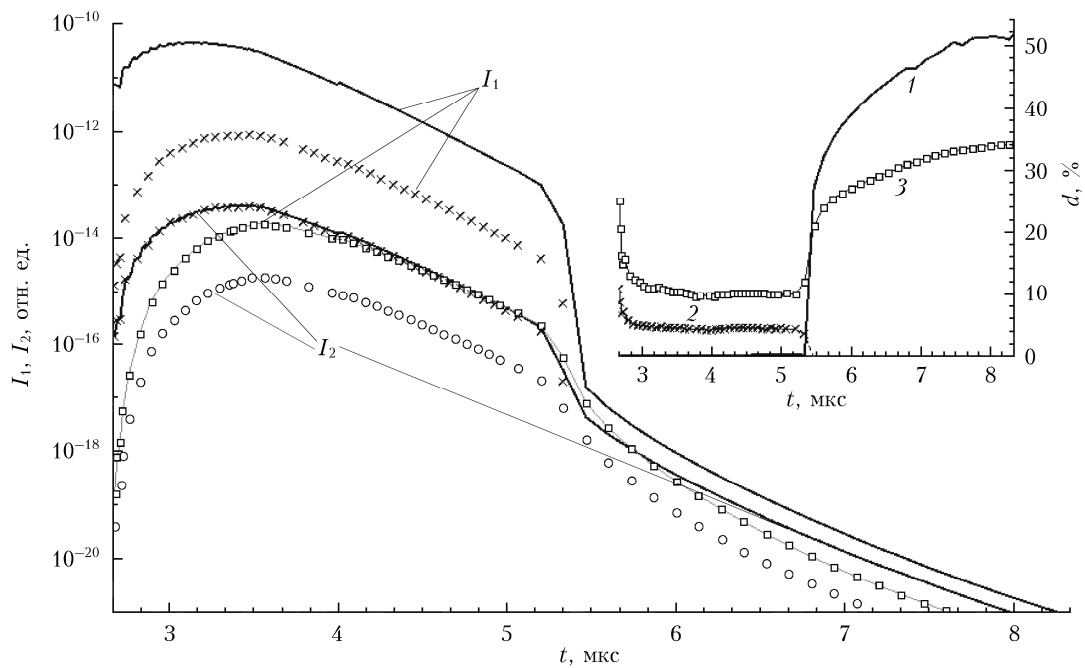
При линейной поляризации испускаемого излучения вектор-параметр Стокса задается как $\Phi^0 = (1, 1, 0, 0)$ в плоскости поляризации. При моделировании первого столкновения фотона необходимо задать вектор-параметр Стокса в плоскости γ , содержащей вектор направления движения фотона ω_0 и ось Oz . Если плоскость γ образует угол φ с плоскостью поляризации, то вектор-параметр Стокса в данной плоскости будет представляться как $\Phi_\gamma^0 = (1, \cos 2\varphi, -\sin 2\varphi, 0)$. Аналогично: при вычислении вклада от каждого столкновения в локальную оценку необходимо вектор Стокса оценивать в плоскости поляризации, для этого нужно производить дополнительный поворот на угол между плоскостью поляризации и плоскостью, образованной векторами Oz и вектором падения ω .

Вычисления проводились в Сибирском суперкомпьютерном центре ИВМиМГ СО РАН [23]. Код программы по вычислению временных распределений вектор-параметра Стокса распараллеливался с помощью библиотеки PARMONC для распределенного статистического моделирования [24, 25]. В каждом расчетном варианте количество траекторий фотонов бралось порядка $10^{10} - 10^{11}$.

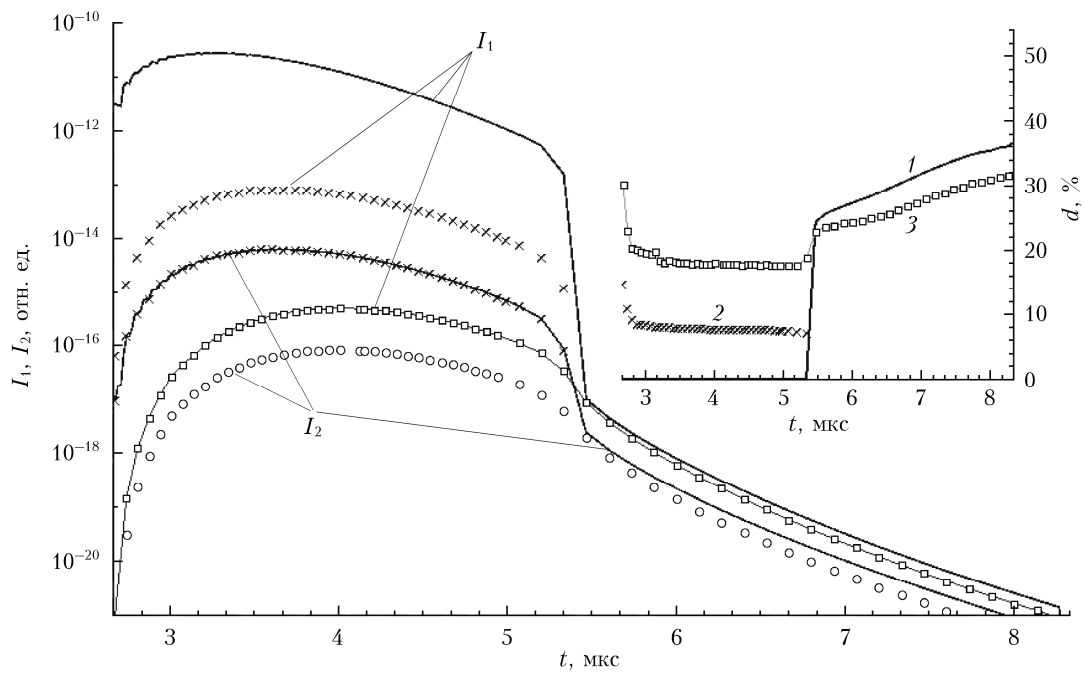
В результате расчетов определялись интенсивности линейно- ($I_1 = (I + Q)/2$) и кроссполяризованного ($I_2 = (I - Q)/2$) излучения, принимаемого детектором, и степень его деполаризации $d = (I - Q)/(I + Q)$, где I, Q – компоненты вектор-параметра Стокса (2).

На рис. 3, а представлены временные распределения интенсивностей I_1 и I_2 , а также степени деполаризации излучения длины волны 151 мкм, отраженного рассеивающим слоем, описанным моделью 1. Там же даны временные распределения I_1 и I_2 двукратно- и трехкратнорассеянного излучения. Рис. 3, б иллюстрирует аналогичные временные распределения интенсивности излучения, отраженные от рассеивающего слоя, состоящего из мелких капель. Видно, что присутствие крупных капель в модели рассеивающего слоя увеличивает интенсивность, но уменьшает степень деполаризации двукратно- и трехкратнорассеянного излучения для времени зондирования, соответствующего прохождению излучения через толщу облачного слоя ($t < 5,3$ мкс).

На рис. 4, а представлены временные распределения интенсивностей I_1 и I_2 , а также степени деполаризации излучения d длины волны 41 мкм, отраженного рассеивающим слоем для модели 2 в присутствии и в отсутствие крупных капель. Рис. 4, б иллюстрирует временные распределения I_1, I_2 и d



a



б

Рис. 3. Временные распределения интенсивностей I_1 и I_2 и степени деполаризации d принимаемого излучения (сплошная линия), двукратно рассеянного излучения (крестики) и трехкратно рассеянного излучения (окружности) для модели 1. Степень деполаризации эхосигнала обозначена цифрой 1, d двукратного рассеяния – цифрой 2, трехкратного – цифрой 3. Длина волны 151 мкм (*a*); аналогичные распределения для модели 1 в отсутствие крупных капель (*б*)

эхосигнала с длиной волны 200 мкм для различных концентраций крупных капель в рассеивающем слое при постоянной концентрации капель с радиусами менее 20 мкм.

Рис. 5 иллюстрирует зависимость степени деполаризации излучения, достигаемой после прохо-

ждения излучением толщи облака ($t > 5,3$ мкс), от длины волны и значений водности крупных капель для модели 1 (рис. 5, *a*) и модели 2 (рис. 5, *б*) рассеивающего слоя. Видно, что с увеличением водности крупных капель увеличиваются значения деполаризации эхосигналов для длин волн более 87 мкм.

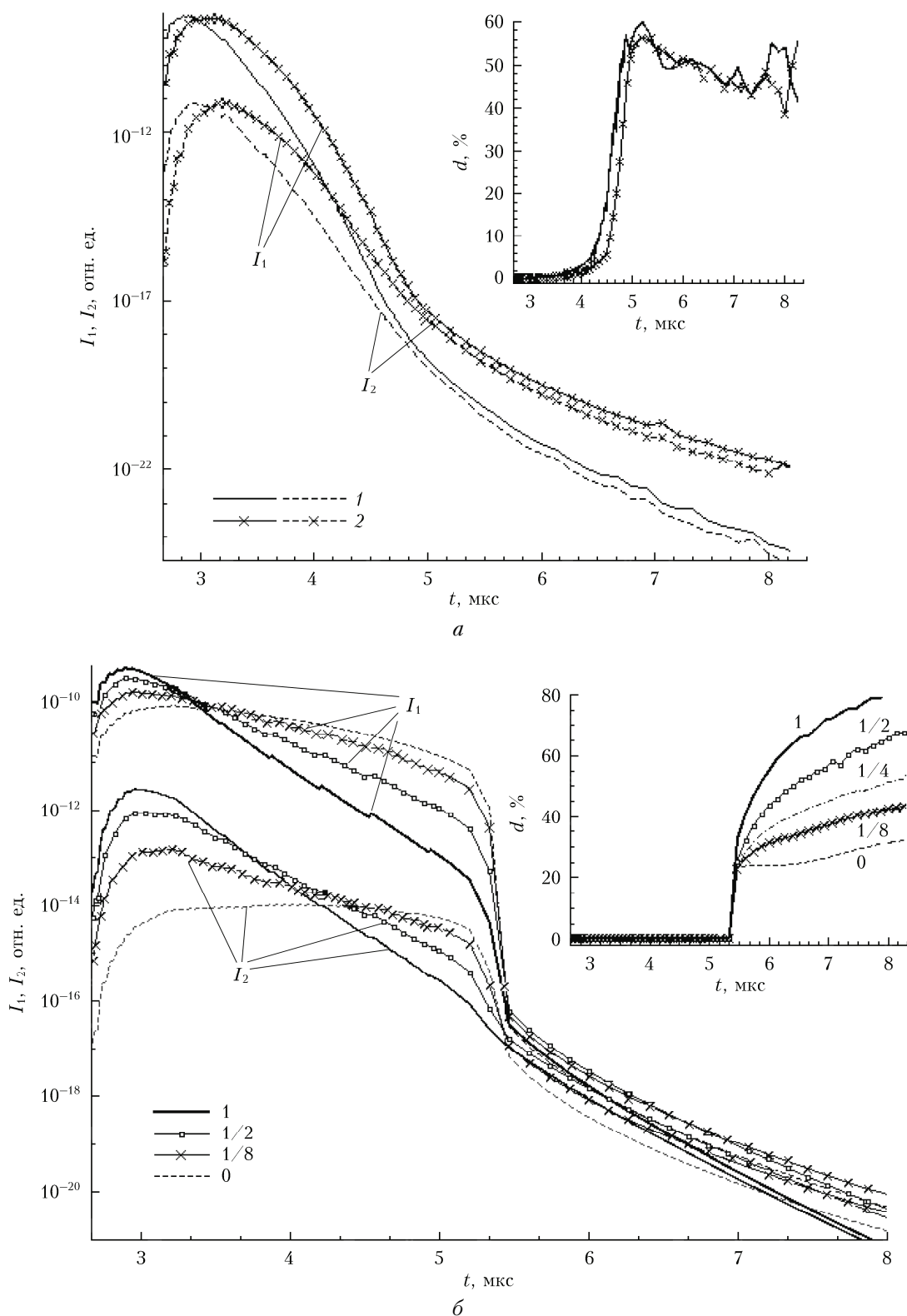


Рис. 4. Временные распределения интенсивностей I_1 (сплошная линия) и I_2 (штриховая линия) и степени деполаризации d (сплошная линия на вставках) излучения длины волны 41 $\mu\text{м}$ для модели 2, временные распределения интенсивностей I_1 и I_2 (сплошная с крестиками и штриховая линия с крестиками) для модели 2 в отсутствие крупных капель (а). Временные распределения интенсивностей линейно- I_1 и кроссполаризованного I_2 излучения, степени его деполаризации d для различных значений водности крупных капель для модели 2, длина волны 200 $\mu\text{м}$: 1 – концентрация крупных капель соответствует значению из [15]; 1/2 – концентрации крупных капель уменьшены в 2 раза; 1/4 – в 4 раза; 1/8 – в 8 раз; 0 – крупные капли отсутствуют в рассеивающем объеме (б)

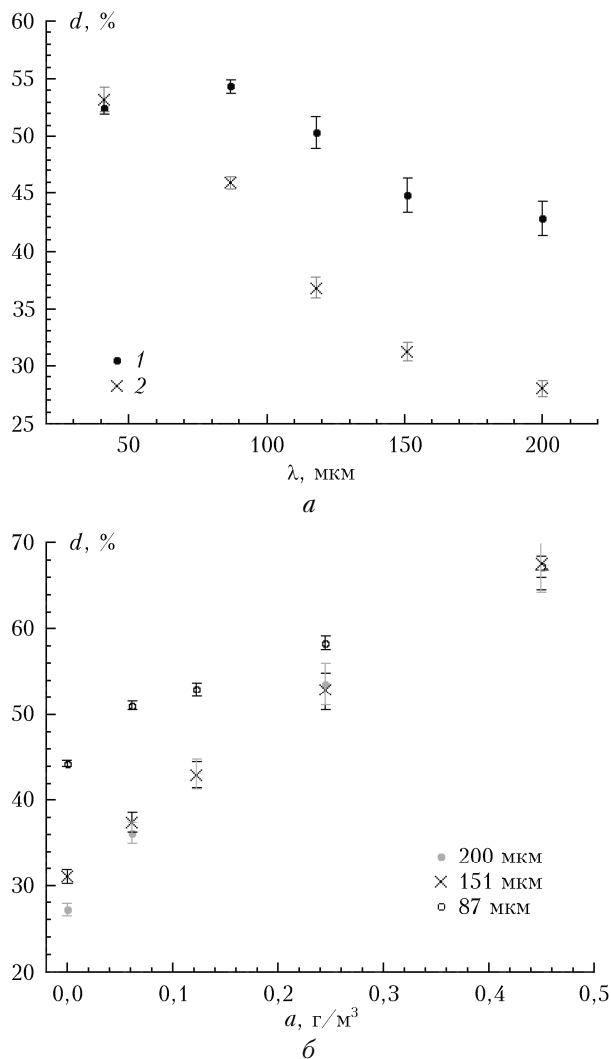


Рис. 5. Зависимости средней степени деполаризации эхосигнала d , достигаемой на временах, превышающих время прохождения толщи облачного слоя, от длины волны для модели 1 в случаях присутствия (1) и отсутствия (2) крупных капель в рассеивающем слое (a). Зависимость средней степени деполаризации принимаемого излучения d , достигаемой на временах, превышающих время прохождения толщи облачного слоя, от водности крупных капель в модели 2 для длин волн 87, 151, 200 мкм (b)

Заключение

Следует отметить, что время затухания принимаемого излучения сокращается и максимальная амплитуда эхосигнала возрастает в случае присутствия крупных капель в модели рассеивающего слоя. Разность в максимальных значениях интенсивности эхосигнала для моделей рассеивающих слоев, включающих и не включающих крупные капли, тем больше, чем больше длина волны излучения и водность крупных капель.

Из-за поглощения излучения парами воды на трассе зондирования происходит значительное ослабление интенсивности принимаемого эхосигнала, наибольшие значения ослабления интенсивности наб-

людаются для длины волны 118 мкм, наименьшие — для 41, 200 и 222 мкм из рассматриваемых длин волн.

Степень деполаризации эхосигнала во время прохождения толщи облачного слоя практически равна нулю, в последующее время возрастает до некоторого предельного значения. Нулевые значения степени деполаризации можно объяснить преобладанием интенсивности однократно рассеянного над интенсивностью многократно рассеянного излучения в начальное время зондирования. Предельные значения коэффициента деполаризации излучения возрастают при увеличении в рассеивающем слое концентрации крупных капель для длин волн 87, 118, 151, 200 мкм. Для излучения с длиной волны 41 мкм этого эффекта не наблюдается.

Для моделей облачного слоя, состоящего только из мелких капель, и длин волн $\lambda = 151, 200, 222$ мкм степень деполаризации эхосигнала при времени зондирования, превышающем прохождение толщи облачного слоя ($t > 5,3$ мкс), стремится к степени деполаризации трехкратного рассеяния.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-01-00894-а), программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 43 и господдержке ведущих научных школ Российской Федерации (НШ-5111.2014.1).

1. Brown E.R., Woolard D.L., Samuels A.C., Globus T., Gelmont B. Remote detection of bioparticles in the THz region // Proc. IEEE Int. Microwave Symp. V. 3. June, 2002. IMS, Seattle, WA. P. 1591–1594.
2. Globus T., Woolard D.L., Samuels A.C., Gelmont B.L., Hesler J., Crowe T.W., Bykhozskaiia M. Submillimeter-wave Fourier transform spectroscopy of macromolecules // J. Appl. Phys. 2002. V. 91, N 9. P. 6105–6113.
3. Slocum D.M., Goyette T.M., Slingerland E.J., Giles R.H., Nixon W.E. Terahertz atmospheric attenuation and continuum effects // Proc. SPIE. 2013. V. 8716. ID 871607. 14 p.
4. Slocum D.M., Slingerland E.J., Giles R.H., Goyette T.M. Atmospheric absorption of terahertz radiation and water vapor continuum effects // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2013. V. 127. P. 49–63.
5. Азеев Б.Г., Матвиенко Г.Г., Пономарев Ю.Н., Чесноков Е.Н. Перспектива использования терагерцового диапазона в атмосферной оптике // Сб. трудов первого рабочего совещания «Генерация и применение терагерцового излучения». Новосибирск, 2006. С. 96–103.
6. Liebe H.J. MPM — An atmospheric millimeter-wave propagation model // Int. J. Infrared Millim. Waves. 1989. V. 10, N 6. P. 631–650.
7. Pickett H.M., Poynter R.L., Cohen E.A., Delitsky M.L., Pearson J.C., Muller H.S.P. Submillimeter millimeter and microwave spectral line catalog // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1998. V. 60. P. 883–890.
8. Yum S.S., Hudson J.G. Maritime/continental microphysical contrasts in stratus // Tellus B. 2002. V. 54, N 1. P. 61–73.
9. Daum P.H., Liu Y., McGraw R.L., Lee Y.-N., Wang J., Senum G., Miller M., Hudson J.G. Microphysical Properties of Stratus/Stratocumulus Clouds During the 2005 Marine Stratus/Stratocumulus Experiment (MASE). Submitted to J. Geophys. Res. 2007. URL: <http://www.ecd.bnl.gov/pubs/BNL-77935-2007-JA.pdf>

10. Айвазян Г.М. Распространение миллиметровых и субмиллиметровых волн в облаках. Л.: Гидрометеоздат, 1991. 480 с.
11. Miles N.L., Verlinde J., Clothiaux E.E. Cloud droplet size distributions in low-level stratiform clouds // J. Atmos. Sci. 2000. V. 57. P. 295–311.
12. Облака и облачная атмосфера / Под ред. И.П. Мазина, А.Х. Хргиана. Л.: Гидрометеоздат, 1989. 648 с.
13. Мазин И.П., Шметер С.М. Облака, строение и физика образования. Л.: Гидрометеоздат, 1983. 279 с.
14. Wood R. Drizzle in stratiform boundary layer clouds. Part I: Vertical and horizontal structure // J. Atmos. Sci. 2005. V. 62. P. 3011–3033.
15. Nicholls S. The dynamics of stratocumulus: Aircraft observations and comparisons with a mixed layer model // Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 1984. V. 110. P. 783–820.
16. Радиация в облачной атмосфере / Под ред. Е.М. Фейгельсон. Л.: Гидрометеоздат, 1981. 280 с.
17. Качурин Л.Г. Физические основы воздействия на атмосферные процессы. Л.: Гидрометеоздат, 1990. 464 с.
18. Wiscombe W. Improved Mie scattering algorithms // Appl. Opt. 1980. V. 19, N 9. P. 1505–1509.
19. Розенберг Г.В. Вектор-параметр Стокса // Успехи физ. наук. 1955. Т. 56, № 1. С. 77–109.
20. Чандарсекар С. Перенос лучистой энергии. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1961. 536 с.
21. Марчук Г.И., Михайлов Г.А., Назаралиев М.А., Дарбинян Р.А., Каргин Б.А., Елепов Б.С. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике. М.: Наука, 1976. 284 с.
22. Михайлов Г.А., Ухинов С.А., Трачева Н.В. Оценка методом Монте-Карло параметров асимптотики помехи обратного рассеяния с учетом поляризации // Оптика атмосф. и океана. 2010. Т. 23, № 9. С. 739–748.
23. Supercomputer center of the Institute of Computational Mathematics and Mathematical Geophysics, SB RAS. URL: <http://www2.sccc.ru/>
24. Марченко М.А. Библиотека PARMONC на сайте ЦКП ССКЦ СО. URL: <http://www2.sccc.ru/SORAN-INTEL/paper/2011/parmonc.htm> (дата обращения: 14.08.2015 г.).
25. Marchenko M. PARMONC – A software library for massively parallel stochastic simulation // LNCS. 2011. V. 6873. P. 302–315.

E.G. Kablukova, B.A. Kargin, A.A. Lisenko, G.G. Matvienko. Numerical simulation of polarized terahertz echo-signal properties at ground-based cloud remote sensing.

The results of numerical statistical simulations of experiments of the cloud layer ground-based sensing by the terahertz linearly polarized radiation at few wavelengths from the atmospheric transparency windows are presented in the paper. Liquid droplet size distributions, summarized results of many years field measurements in the midlatitudes of the Earth and the distributions obtained by aircraft experiments off Great Britain coast are used in the scattering layer models. The models of the scattering medium take into account the vertical stratification of the water vapor concentration in the atmosphere and the differences in the cloud layer microstructure at the top and base.