

ТЕМПЕРАТУРНЫЙ ЭФФЕКТ МЮОНОВ, РЕГИСТРИРУЕМЫХ ПОД ЗЕМЛЕЙ С ПОМОЩЬЮ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ

TEMPERATURE EFFECT OF MUONS DETECTED UNDERGROUND BY SCINTILLATION DETECTORS

В.Л. Янчуковский

*Институт нефтегазовой геологии и геофизики
им. А.А. Трофимука СО РАН,
Новосибирск, Россия, YanchukovskiyVL@ipgg.sbras.ru*

Р.З. Хисамов

*Институт нефтегазовой геологии и геофизики
им. А.А. Трофимука СО РАН,
Новосибирск, Россия, KhisamovRZ@ipgg.sbras.ru*

V.L. Yanchukovsky

*A.A. Trofimuk Institute of Oil and Gas Geology
and Geophysics SB RAS,
Novosibirsk, Russia, YanchukovskiyVL@ipgg.sbras.ru*

R.Z. Khisamov

*A.A. Trofimuk Institute of Oil and Gas Geology
and Geophysics SB RAS,
Novosibirsk, Russia, KhisamovRZ@ipgg.sbras.ru*

Аннотация. В спектрограф космических лучей им. А.И. Кузьмина в Якутске входят нейтронный монитор 24-NM-64 и система подземных мюонных телескопов на газоразрядных (МТ) и сцинтилляционных (SMT) счетчиках для регистрации мюонов на уровнях 0, 7, 20 и 40 м водного эквивалента. Температурный эффект мюонов, наблюдаемых с помощью МТ, был рассмотрен в предыдущей работе [Янчуковский, 2023]. Здесь мы вычисляем температурный эффект мюонов, регистрируемых SMT. Распределения плотности температурных коэффициентов для мюонов, регистрируемых на поверхности и на различных глубинах под землей, найдены по данным SMT за период с января 2016 г. по декабрь 2018 г. с привлечением данных по высотному профилю температуры атмосферы над Якутском за этот же период. При анализе многомерных данных применен метод главных компонент. При построении системы линейных уравнений в пространстве главных компонент привлечен метод проекций на скрытые структуры (projections to latent structures, PLS2). Полученные результаты сопоставлены с результатами теоретических расчетов. Найденные распределения плотности температурных коэффициентов позволяют корректно учитывать температурный эффект в данных, регистрируемых мюонными телескопами.

Ключевые слова: космические лучи, атмосфера, мюоны, телескоп, температурный эффект.

Abstract. The A.I. Kuzmin Cosmic Ray Spectrograph in Yakutsk contains a 24-NM-64 neutron monitor and a system of underground MT and SMT muon detectors for recording muons at levels of 0, 7, 20, and 40 m of water equivalent. The temperature effect of muons observed with MT telescopes on gas-discharge counters has been analyzed in the previous work [Yanchukovsky, 2023]. Here we calculate the temperature effect of muons recorded by SMT telescopes. Distributions of the density of temperature coefficients for muons recorded on the surface and at different depths underground were found from SMT telescope data for the period from January 2016 to December 2018, using data on the altitude profile of the atmosphere temperature over Yakutsk for the same period. In the analysis of multidimensional data, we applied the methods of regression on principal components. When constructing a system of linear equations in the space of principal components, we employed the method of projections to latent structures (PLS2). The obtained results were compared with the results of theoretical calculations. The found distributions of the density of temperature coefficients allow us to correctly take into account the temperature effect in data from SMT muon telescopes.

Keywords: cosmic rays, atmosphere, muons, telescope, temperature effect.

ВВЕДЕНИЕ

Спектрограф космических лучей им. А.И. Кузьмина в Якутске включает нейтронный монитор 24-NM-64 и два комплекса подземных мюонных телескопов (на газоразрядных счетчиках СГМ-14 (МТ) и на сцинтилляционных счетчиках СЦ-301 (SMT) [Герасимова и др., 2021]), которые установлены на уровнях 0, 7, 20 и 40 м водного эквивалента [Стародубцев и др., 2016]. Для комплекса SMT были выполнены расчеты приемных характеристик (приемных векторов) [Герасимова и др., 2021]. Однако изменения интенсивности мюонов, наблюдаемые в глубине атмосфере, обусловлены не только вариациями первичного потока

космических лучей за пределами атмосферы, но и изменениями параметров самой атмосферы, вызывающими барометрический и температурный эффекты интенсивности мюонов. В отличие от барометрического эффекта, который определяется одним параметром — давлением на уровне наблюдения, температурный эффект для мюонов определяется многими параметрами, характеризующими состояние атмосферы от слоя генерации до уровня регистрации мюонов (температура и распределение масс). Для учета барометрического и температурного эффектов в данных непрерывных наблюдений мюонов с помощью комплексов подземных телескопов необходимо оце-

нить величину воздействия этих параметров на интенсивность мюонов в атмосфере. Эта работа была выполнена ранее для мюонных телескопов на газоразрядных счетчиках СГМ-14 [Янчуковский, 2023]. Телескопы на сцинтилляционных счетчиках СЦ-301 отличаются от телескопов на газоразрядных счетчиках СГМ-14 как эффективными энергиями регистрируемых мюонов, так и диаграммами направленности от зенитного и азимутального углов и набором зенитных и азимутальных направлений регистрации мюонов [Grigoryev et al., 2011; Стародубцев и др., 2013]. Поэтому весьма вероятны также значительные различия в распределениях плотности температурных коэффициентов для МТ и SMT. В работе [Кузьменко, Янчуковский, 2015] было показано, что применение методов многофакторной регрессии (МФР) при оценке распределения плотности температурных коэффициентов некорректно, поскольку вариации температуры различных слоев атмосферы коррелированы. В настоящей работе при исследовании температурного эффекта мюонов, как и ранее в работе [Янчуковский, 2023], был использован метод главных компонент [Jolliffe, 2002; Principal Manifolds..., 2007]. При построении системы линейных уравнений в пространстве главных компонент (ГК) привлекался метод проекций на скрытые структуры (projections to latent structures, PLS2) [Эсбенсен, 2005; Померанцев, 2014].

ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ И ИХ ПОДГОТОВКА ДЛЯ АНАЛИЗА

В работе использованы исходные (неисправленные на метеорологические эффекты и первичную вариацию) часовые данные непрерывных наблюдений с помощью мюонных детекторов на сцинтилляционных счетчиках СЦ-301, нейтронного монитора и данные по атмосферному давлению с января 2016 г. по декабрь 2018 г. [<https://ikfia.ysn.ru/dannye-iklve>, <https://ikfia.ysn.ru/data/heclab/mt>, <https://ikfia.ysn.ru/data/heclab/ipm>]. Высотные профили температуры атмосферы (за каждый час) над Якутском взяты из базы данных [<http://crsa.izmiran.ru/phpmyadmin>], содержащей результаты Национального центра экологического прогнозирования США [<https://www.nco.ncep.noaa.gov/pmb/products/gfs>]. Указанный временной интервал включает пуск и установку комплекса сцинтилляционных телескопов на непрерывную регистрацию, поэтому была выполнена тщательная проверка исходных данных. С помощью построенных графиков для всех каналов регистрации и графиков отношений идентичных каналов (50N/50S, 50E/50W, 59NE/59SW, 59NW/59SE, 67N/67S, 74N/74S, цифра обозначает зенитный угол, буквы — азимутальное направление) выполнен визуальный контроль исходных данных и стабильности эффективности регистрации в канале. Обнаруженные пробелы в исходных данных были заполнены средними, вычисленными по четырем значениям как до, так и после каждого пробела, а выбросы в данных были удалены. При обнаружении ухода эффективности одного из четырех идентичных каналов регистрации данные

этого канала исправлялись по отношению к остальным трем каналам. Фактор нормировки находился согласно методу отношений [Шепли, 1969; Янчуковский, Филимонов, 1994]. В среднем для всех каналов комплекса SMT было отредактировано следующее количество среднесуточных значений: 0 м в.э. — 6.8 %, 7 м в.э. — 7.5 %, 20 м в.э. — 13.2 %, 40 м в.э. — 17 %. Краткая характеристика исходных данных представлена табл. 1.

Исходные данные были приведены к среднесуточным значениям, за исключением данных для уровня 7 м в.э., на котором наблюдения были начаты несколько позже, чем на других уровнях. Для уровня 7 м в.э. пришлось использовать значения, усредненные за полсуток, поскольку минимальный объем выборки [Янчуковский, Кузьменко, 2018] должен составлять порядка тысячи значений.

Общее число значений составило:

- для телескопа на поверхности (SMT00) — 956 среднесуточных значений;
- для телескопа на уровне 7 м в.э. (SMT07) — 1182 среднесуточных значений;
- для телескопа на уровне 20 м в.э. (SMT20) — 1077 среднесуточных значений;
- для телескопа на уровне 40 м в.э. (SMT40) — 1077 среднесуточных значений.

В табл. 2 представлены средние значения метеорологических параметров и темпа счета нейтронного монитора для каждой выборки.

Затем были выполнены центрирование и нормирование исходных данных. Были определены средние значения за весь рассматриваемый временной интервал для каждого канала комплекса, относительно которого находились изменения интенсивности (в %). Переменные (давление, приземная и среднемассовая температуры и температуры на 16 изобарах) были представлены как отклонения (изменения) от средних значений за тот же временной интервал. На рис. 1 показаны исходные данные наблюдений для четырех уровней регистрации мюонов.

Исходные данные (см. рис. 1) по вариациям интенсивности мюонов содержат барометрический эффект, температурный эффект приземного слоя (слоя переменной массы), интегральный температурный эффект всей атмосферы и вариации первичных космических лучей. Из этой совокупности необходимо выделить температурную составляющую вариаций интенсивности, обусловленную интегральным температурным эффектом атмосферы. Статистическая модель атмосферных вариаций космических лучей была представлена [Янчуковский, Кузьменко, 2018] в виде четырехпараметрического линейного уравнения многофакторной регрессии

$$\delta J_{\mu}(t) = \beta \Delta h(t) + \alpha_{\text{пр}} \Delta T_{\text{пр}}(t) \times [h(t) - 950] + \alpha_{\text{см}} \Delta T_{\text{см}}(t) + \gamma \delta J_{\text{н}}(t). \quad (1)$$

где $\delta J_{\mu}(t) = \frac{J_{\mu}(t) - \bar{J}_{\mu}}{\bar{J}_{\mu}} \cdot 100\%$ — наблюдаемая вариация интенсивности мюонов (результатирующий фактор y); $\Delta h = h(t) - h_0$ — изменения атмосферного давления (фактор x_1); $\Delta T_{\text{пр}}(t) = T_{\text{пр}}(t) - \bar{T}_{\text{пр}}$ — изменения

Таблица 1

Характеристика исходных данных

Канал SMT	Средние значения темпа счета для уровня (м в.э.), ч ⁻¹				K	Статистическая ошибка среднесуточных значений, %			
	00	07	20	40		00	07	20	40
0Z	1417797	666178	316065	124005	1	0.017	0.025	0.036	0.058
50N	257946	129537	64088	28300	1	0.040	0.057	0.081	0.121
50S	253278	124640	66576	25698	1	0.041	0.058	0.079	0.127
50E	173760	81543	41629	16055	1	0.049	0.071	0.100	0.161
50W	166067	84645	38516	16450	1	0.050	0.070	0.104	0.159
59NE	44085	19459	10987	4304	1	0.097	0.146	0.195	0.311
59NW	42730	20463	10360	4313	1	0.099	0.143	0.2	0.310
59SE	43723	19995	10032	4541	1	0.098	0.144	0.204	0.303
59SW	42051	20381	9571	4398	1	0.099	0.143	0.208	0.308
67N	15835	5845	3024.8	1299.3	1	0.162	0.267	0.371	0.566
67S	15772	5357	3125.2	1246.7	1	0.162	0.279	0.365	0.578
74N	3497	470.4	234.65	106.19	1	0.345	0.941	1.33	1.98
74S	3523	411.1	229.79	105.15	1	0.344	1.006	1.346	1.99
24NM64	1708.4 мин ⁻¹				8	0.022			

K — пересчетный фактор для каналов наблюдательного комплекса космических лучей

Таблица 2

Средние значения метеорологических параметров и темпа счета нейтронного монитора для каждой выборки

Уровень, м в.э.	Объем выборки N	Период	Атмосферное давление, мб	Среднемассовая температура, °C	Приземная температура, °C	Темп счета монитора
0	956	01.05.16 12.12.18	1001.83	−29.86	−3.94	1708.40
7	1182	01.05.17 12.12.18	1001.20	−29.06	−2.69	1709.94
20	1077	01.01.16 12.12.18	1002.33	−30.86	−5.67	1701.97
40	1077	01.01.16 12.12.18	1002.33	−30.86	−5.67	1701.97

температуры приземного слоя переменной массы (фактор x_2); $\Delta T_{\text{см}}(t) = T_{\text{см}}(t) - \bar{T}_{\text{см}}$ — изменения среднемассовой температуры атмосферы (фактор x_3);

$\delta J_n(t) = \frac{J_n(t) - \bar{J}_n}{\bar{J}_n} \cdot 100\%$ — вариации интенсивности нейтронной компоненты (данные нейтронного монитора Якутск), исправленные на изменения атмосферного давления (фактор x_4). В выражении (1) присутствуют также коэффициенты регрессии: $\alpha_{\text{пр}}$ и $\alpha_{\text{см}}$ — температурные коэффициенты для приземной и среднемассовой температуры атмосферы соответственно; β — барометрический коэффициент; γ — коэффициент регрессии с данными нейтронного монитора, исправленными на вариации атмосферного давления и отражающими первичные вариации КЛ. Коэффициенты $\alpha_{\text{пр}}$, $\alpha_{\text{см}}$, β , γ в выражении (1) находились, как и в работах [Янчуковский, Кузьменко, 2018; Янчуковский, 2023], с помощью метода представления уравнения регрессии в стандартизованном масштабе [Горлач, 2006] и метода наименьших квадратов [Корн, Корн, 1984]. Результаты представлены в табл. 3.

На рассматриваемом интервале (2016–2018 гг.) наблюдались два форбуш-понижения космических лучей (в июле и сентябре 2017 г.), которые были использованы для уточнения коэффициентов регрессии γ . Уточнение температурного коэффициента $\alpha_{\text{пр}}$ для слоя переменной массы выполнено с помощью метода парной корреляции между $\Delta T_{\text{пр}}(t)$ и правой частью выражения

пользованы для уточнения коэффициентов регрессии γ . Уточнение температурного коэффициента $\alpha_{\text{пр}}$ для слоя переменной массы выполнено с помощью метода парной корреляции между $\Delta T_{\text{пр}}(t)$ и правой частью выражения

$$\alpha_{\text{пр}} \Delta T_{\text{пр}}(t) = \frac{\delta J_{\text{пр}}(t)}{h(t) - 950} = \frac{\delta J_{\mu}(t) - \alpha_{\text{см}} \Delta T_{\text{см}}(t) - \beta \Delta h(t) - \lambda \delta J_n(t)}{h(t) - 950}. \quad (2)$$

Из решения системы уравнений (1) находятся все коэффициенты регрессии в первом приближении. Полученные $\alpha_{\text{см}}$, β , γ подставляются в выражение (2), и находятся коэффициенты $\alpha_{\text{пр}}$ второго приближения и т. д. Это продиктовано тем, что вклад слоя переменной массы в суммарный температурный эффект атмосферы очень мал (коэффициент регрессии для среднемассовой температуры $\alpha_{\text{см}}$ почти на три порядка превышает $\alpha_{\text{пр}}$). Для ряда непрерывных данных с 2016 г. по конец 2018 г. коэффициент регрессии $\alpha_{\text{пр}}$ составил для вертикали $-2.28 \cdot 10^{-4}$ при коэффициенте корреляции -0.095 , $\sigma_{\frac{\delta J_{\text{пр}}(t)}{h(t)-950}} = 0.0482$,

$$\sigma_{\Delta T_{\text{пр}}(t)} = 20.052.$$

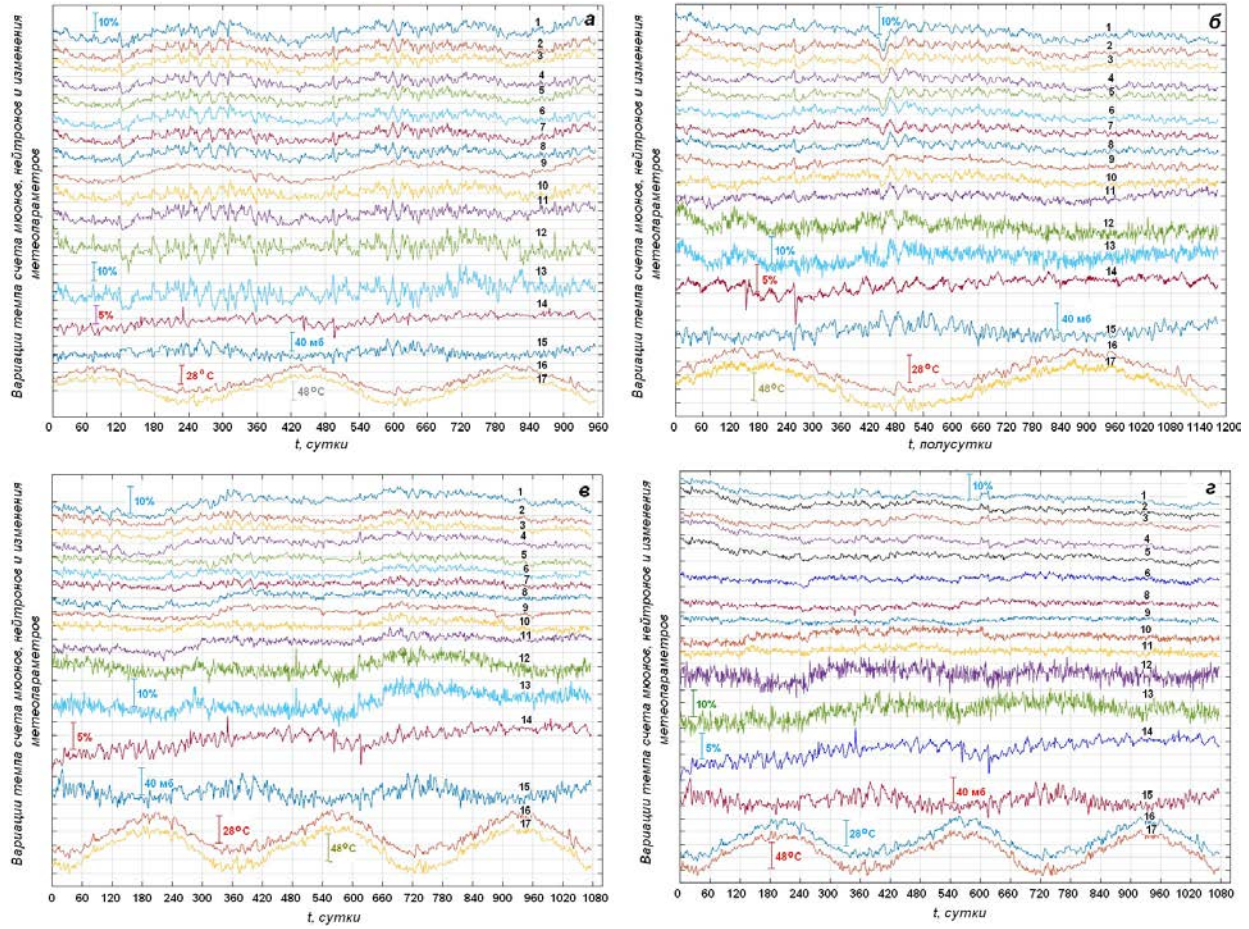


Рис. 1. Вариации темпа счета мюонов, регистрируемых с помощью телескопа на сцинтилляционных счетчиках, на поверхности (а) и под землей на глубине 7 (б), 20 (в), 40 м в.э. (г) под углами к зениту 0° (кривая 1), 50° с азимутальных направлений N, S, E, W (кривые 2–5 соответственно), 59° с азимутальных направлений NE, NW, SE, SW (кривые 6–9 соответственно), 67° с азимутальных направлений N и S (кривые 10 и 11), 74° с азимутальных направлений N и S (кривые 12 и 13), а также вариации темпа счета нейтронов, исправленные на изменения атмосферного давления (кривая 14), и изменения атмосферного давления (кривая 15), среднемассовой температуры атмосферы (кривая 16) и температуры слоя переносимой массы (кривая 17) как функции времени

Таблица 3

Коэффициенты регрессии для каналов сцинтилляционных телескопов SMT00, SMT07, SMT20 и SMT40

Параметр	Глубина, м в.э.	Угол к зениту, град.				
		0	50	59	67	74
β , %/мб	00	-0.1470 ± 0.0021	-0.1507 ± 0.0023	-0.1817 ± 0.0025	-0.2369 ± 0.0031	-0.2730 ± 0.0037
	07	-0.1430 ± 0.0025	-0.1309 ± 0.0028	-0.1306 ± 0.003	-0.1175 ± 0.0035	-0.1012 ± 0.0041
	20	-0.0780 ± 0.0019	-0.0785 ± 0.002	-0.0741 ± 0.0021	-0.0732 ± 0.0024	-0.0684 ± 0.0027
	40	-0.0766 ± 0.0015	-0.0760 ± 0.0012	-0.0592 ± 0.0012	-0.0574 ± 0.0013	-0.0535 ± 0.0015
$\alpha_{\text{см}}$, %/ $^\circ\text{C}$	00	-0.3561 ± 0.0053	-0.3276 ± 0.0049	-0.3022 ± 0.0045	-0.2387 ± 0.0036	-0.2214 ± 0.0032
	07	-0.1917 ± 0.0034	-0.1778 ± 0.0032	-0.1675 ± 0.0030	-0.1572 ± 0.0028	-0.1507 ± 0.0027
	20	-0.1383 ± 0.0025	-0.1245 ± 0.0023	-0.1129 ± 0.0021	-0.1087 ± 0.0021	-0.0974 ± 0.0019
	40	-0.1211 ± 0.0024	-0.1018 ± 0.0021	-0.0836 ± 0.0017	-0.0539 ± 0.0011	-0.0396 ± 0.0008
γ	00	0.4634 ± 0.007	0.3678 ± 0.0083	0.3107 ± 0.0089	0.2950 ± 0.0091	0.2860 ± 0.0095
	07	0.2548 ± 0.0082	0.1692 ± 0.0085	0.1544 ± 0.009	0.1341 ± 0.0098	0.1274 ± 0.012
	20	0.2125 ± 0.0084	0.1539 ± 0.0088	0.1314 ± 0.0095	0.1245 ± 0.011	0.1226 ± 0.014
	40	0.1887 ± 0.0089	0.1203 ± 0.0092	0.0966 ± 0.011	0.0849 ± 0.013	0.0592 ± 0.016
$\alpha_{\text{пр}} \cdot 10^{-4}$, %/ $^\circ\text{C}$		-2.28 ± 0.32	-2.51 ± 0.41	-3.02 ± 0.43	-2.6 ± 0.68	-2.4 ± 0.7

Коэффициенты регрессии β , $\alpha_{\text{пр}}$, $\alpha_{\text{см}}$, γ , представленные в табл. 3, дают возможность выделить из наблюдаемых вариаций интенсивности мюонов $\delta J_{\mu}(t)$ температурную составляющую (интеграль-

ный температурный эффект):

$$\delta I_{\mu T}(t) = \alpha_{\text{см}} \Delta T_{\text{см}}(t) = \delta J_{\mu}(t) - \beta \Delta h(t) - \alpha_{\text{пр}} \Delta T_{\text{пр}}(t) - \gamma \delta J_n(t). \quad (3)$$

ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ МЕТОДЫ АНАЛИЗА

Метод главных компонент (МГК) [Айвазян и др., 1989] (Principal Component Analysis, PCA) применяется для извлечения из большого объема многомерных данных нужной информации [Jolliffe, 2002; Principal Manifolds..., 2007]. Исходные данные представляются в виде прямоугольной матрицы \mathbf{X} размерностью I строк и J столбцов. Строки матрицы называются образцами и обозначаются обычно индексом i , который изменяется от 1 до I . Переменными принимаются столбцы матрицы, которые обозначаются индексом $j=1, \dots, J$. Размерность данных играет важную роль для успешного выделения информации. Шум в данных присутствует практически всегда. Природа его различна, часто это доля данных, не содержащих нужной информации. Погрешности в исходных данных могут приводить к случайным связям между переменными. В многомерном анализе данных при использовании методов как регрессии на главные компоненты, так и проекций на скрытые структуры строится пространство из некоторого числа неявных параметров, ортогональных друг другу. Построение такого пространства сводится к ортогональному преобразованию в новую систему координат следующим образом [Померанцев, 2014]:

- определяется новое начало координат как центр облака данных (выполняется за счет центрирования исходных данных) и принимается за нулевую главную компоненту;
- выборочная дисперсия данных вдоль первой координаты должна быть максимальна (эту координату называют первой главной компонентой);
- выборочная дисперсия данных вдоль второй координаты максимальна при условии ортогональности первой координате (вторая главная компонента);
- выборочная дисперсия данных вдоль значенный k -й координаты максимальна при условии ортогональности первым $k-1$ координатам.

Исходная матрица переменных \mathbf{X} имеет размерность $(I \times J)$. Формально вводятся новые переменные $\mathbf{t}_a = (a=1, \dots, A)$, которые представляют собой линейную комбинацию исходных переменных $\mathbf{x}_j = (j=1, \dots, J)$,

$$\mathbf{t}_a = \mathbf{p}_{a1}\mathbf{x}_1 + \dots + \mathbf{p}_{aJ}\mathbf{x}_J. \quad (4)$$

В результате введения новых переменных исходная матрица \mathbf{X} преобразуется в произведение матриц \mathbf{T} и \mathbf{P} :

$$\mathbf{X} = \mathbf{T}\mathbf{P}^t + \mathbf{E} = \sum_{a=1}^A \mathbf{t}_a \mathbf{p}_a^t + \mathbf{E}. \quad (5)$$

Матрицу \mathbf{T} с размерностью $(I \times A)$ называют матрицей счетов. Матрицу \mathbf{P} с размерностью $(J \times A)$ называют матрицей нагрузок. \mathbf{E} — это матрица остатков размерностью $(I \times J)$. Матрица счетов \mathbf{T} дает нам проекции исходных образцов (j -мерных векторов \mathbf{x}) на подпространство главных компонент (A -мерное). Строки матрицы \mathbf{T} — это координаты образцов в новой системе координат. Столбцы матрицы \mathbf{T} ортогональны и представляют собой проекции всех образ-

цов на одну новую координатную ось. Матрица нагрузок \mathbf{P} — матрица перехода (транспонирования) из исходного j -мерного пространства переменных \mathbf{x} в A -мерное пространство главных компонент. Каждая строка матрицы \mathbf{P} состоит из коэффициентов, связывающих переменные \mathbf{t} и \mathbf{x} .

Новые переменные \mathbf{t}_a называются главными компонентами. Количество столбцов \mathbf{t}_a в \mathbf{T} -матрице и \mathbf{p}_a в \mathbf{P} -матрице равно числу главных компонент A . Величина A значительно меньше количества переменных J и числа образцов I . Отличительной особенностью МГК следует считать ортогональность новых переменных (главных компонент). Вследствие этого при увеличении числа компонент матрицы \mathbf{T} и \mathbf{P} не перестраиваются, просто к каждой из них присоединяется соответствующий новому направлению столбец. Для построения счетов и нагрузок обычно применяют рекуррентный алгоритм NIPALS [Эсбенсен, 2005], который на каждом шаге находит одну компоненту. МГК представляет собой итерационную процедуру, в ходе которой компоненты добавляются одна за другой, последовательно. Возникает вопрос, когда следует прекратить этот процесс, т. е. как найти оптимальное число главных компонент A . При слишком малом значении A описание данных может быть недостаточным. Избыточное значение A приводит к ситуации, когда может моделироваться шум. Важное достоинство МГК — значительное уменьшение размерности данных. При верном выборе размерности A матрица \mathbf{T} содержит информации столько, сколько ее было в исходной матрице \mathbf{X} , которая значительно больше и сложнее матрицы \mathbf{T} . При вовлечении данных \mathbf{y} в декомпозицию \mathbf{X} метод PLS позволяет получить результаты прогноза на меньшем количестве ГК. PLS работает как два МГК-анализа, проводимых для \mathbf{X} и \mathbf{Y} : $\mathbf{X} = \sum_A \mathbf{T}\mathbf{P}^t + \mathbf{E}$ и $\mathbf{Y} = \sum_A \mathbf{U}\mathbf{Q}^t + \mathbf{F}$, где \mathbf{T} , \mathbf{U} — счета, а \mathbf{P} , \mathbf{Q} — нагрузки. PLS-декомпозиция осуществляется с учетом тесной связи пространств \mathbf{X} и \mathbf{Y} . Проекция строится согласованно — так, чтобы максимизировать корреляцию между соответствующими векторами \mathbf{X} -счетов \mathbf{t}_a и \mathbf{Y} -счетов \mathbf{u}_a . Исходные данные перед применением МГК предварительно необходимо отцентрировать и/или нормировать.

АНАЛИЗ ДАННЫХ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Температурная вариация интенсивности мюонов, или интегральный температурный эффект атмосферы, возникает в результате изменения температуры различных ее слоев:

$$\delta J_{\mu T}(t_i) = \alpha_{\text{см}} \Delta T_{\text{см}}(t_i) = \sum_{j=1}^{16} \alpha_j \Delta T_j(t_i). \quad (6)$$

Здесь $\Delta T_j(t) = T_j(t) - \bar{T}_j$ — изменения температуры атмосферы на j -й изобаре, α_j — коэффициент регрессии, или температурный коэффициент, для j -й изобары.

При анализе, как и в работе [Янчуковский, 2023], использовалась программа The Unscrambler X

[<https://www.aspentech.com/en/products/apm/aspens-unscrambler>], которая позволяет проводить расчеты методом PLS2 с применением четырех алгоритмов. Для подобных задач оптимальным является алгоритм KERNEL PLS [Lindgren et al., 1993; De Jong, Ter Braak, 1994; Dayal, McGregor, 1997], поскольку лучше других алгоритмов подходит для большого количества образцов (тысячи образцов с большим числом переменных) [Янчуковский, Кузьменко, 2018]. Исходные данные при их подготовке были отцентрированы и нормированы. Центрирование необходимо, потому что представленная модель (5) не имеет свободного члена. Центрирование обеспечивает поиск центра облака данных (нулевую главную компоненту ГК0). Следующий шаг предусматривает выбор оптимального числа главных компонент A . Выбор A соответствует установлению границы между структурной частью и шумом (5). Ранее [Янчуковский, 2023] при анализе аналогичных многомерных данных уже использовался МГК, где число ГК выбиралось на основании полученных результатов расчета значений дисперсий для выбранных векторов ГК, собственных значений векторов ГК и меры информативности преобразованных данных при увеличении числа ГК. Для наглядности при выборе оптимального числа главных компонент рекомендуется [Померанцев, 2014] привлекать также график остатков. МГК-декомпозиция матрицы X представляет собой итеративный процесс, и его можно прервать на любом шаге $a=A$. Получившаяся матрица $\hat{X} = TP^t$, вообще говоря, отличается от матрицы X . Разность между ними $E = X - \hat{X}$ называют матрицей остатков. Величину A можно уточнить [Янчуковский, 2023] при рассмотрении дисперсии остатков. По мере вычисления ГК и вычитания полученных значений из матрицы X остатки меняются. Эти остатки сравниваются с E_0 — начальной точкой в уравнении $X = TP^t + E$, где E_0 — это X . Остатки удобно выражать в относительных единицах, используя E_0 . Для $A=0$ $E=100\%$ от E_0 . Полученный таким образом график остатков показан на рис. 2, где представлена для сопоставления мера информативности преобразованных данных.

График остатков позволяет уточнить оптимальное значение A в данной задаче. Угол наклона (излома) кривой, описывающий дисперсию остатков, практически не меняется при числе ГК $A \geq 2$, т. е. для описания структурной части TP^t достаточно двух ГК. Это граница между структурной частью, в которой матрица T содержит основную информацию исходной матрицы X , и шумом матрицы E . Мера информативности при этом достигает 97.4 %. Таким образом, в данной задаче при двух главных компонентах объясняется более 95 % исходной вариации и минимизируется вклад шума.

Температурные коэффициенты α_j связаны с плотностью температурных коэффициентов соотношением

$$w_j = \alpha_j \frac{\Delta h_i}{\sum_{i=1}^{16} \Delta h_i}. \quad (7)$$

Полученные с помощью метода PLS2 температурные коэффициенты α_j [%/°C] и плотности темпе-

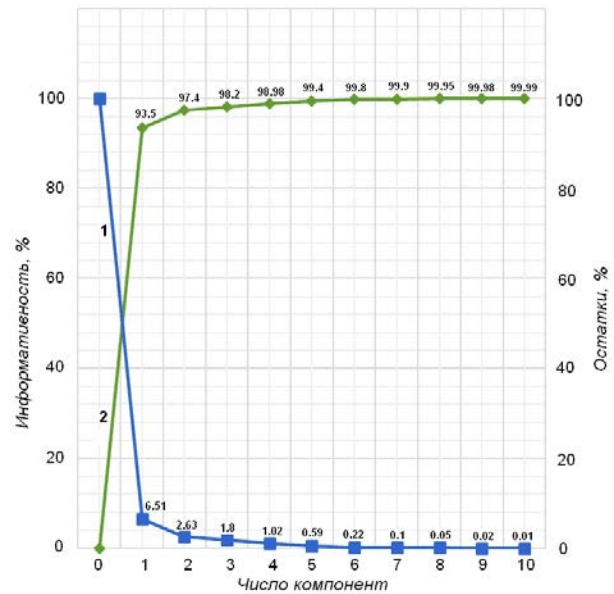


Рис. 2. Дисперсия остатков (кривая 1) и информативность преобразованных данных (кривая 2) в зависимости от числа компонент

ратурных коэффициентов w_j [%/°C·атм.] для сцинтилляционных мюонных телескопов на поверхности (SMT00) и под землей на глубине 7 м в.э. (SMT07), 20 м в.э. (SMT20) и 40 м в.э. (SMT40) при зенитных углах регистрации 0°, 50°, 59°, 67°, 74° приведены в табл. 4, 5, 6 и 7 соответственно.

При переходе от температурных коэффициентов к плотности температурных коэффициентов интенсивности мюонов учитывается весовой коэффициент, обусловленный относительной массой каждого слоя атмосферы $\frac{\Delta h_i}{\sum_{i=1}^{16} \Delta h_i}$.

Распределения плотности температурных коэффициентов w_j для мюонов в атмосфере, регистрируемых сцинтилляционными телескопами под различными углами к зениту на поверхности и под землей, изображены на рис. 3.

Наблюдаемое распределение плотности температурных коэффициентов для мюонов на глубинах атмосферы в области 100 мб, по нашему мнению, вызвано значительными изменениями в соотношении вкладов отрицательного температурного эффекта мюонов и положительного температурного эффекта от распада пионов на этих глубинах атмосферы.

ОБСУЖДЕНИЕ

Как и в работе [Янчуковский, 2023], будем полагать, что интегральный температурный эффект мюонов в атмосфере, найденный с использованием коэффициента для среднемассовой температуры атмосферы и вычисленный с учетом распределения плотности температурных коэффициентов по данным высотного профиля температуры, будет одинаков в пределах, обеспеченных точностью оценки температурных коэффициентов. Следовательно, среднее значение плотности температурного коэффициента на интервале от 0 до 950 мб должно соответствовать коэф-

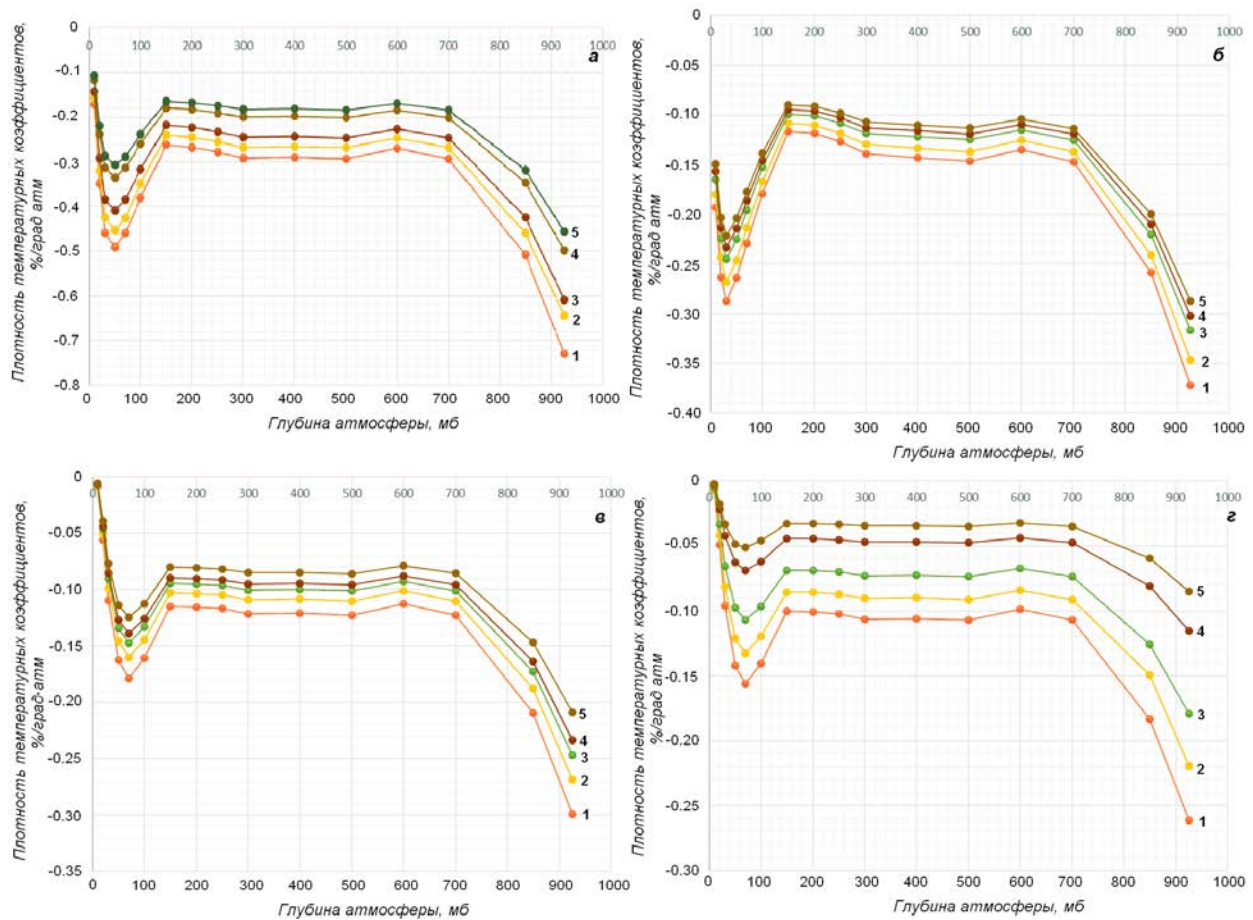


Рис. 3. Распределения плотности температурных коэффициентов для мюонов, регистрируемых сцинтилляционными телескопами на поверхности (а) и под землей на глубине 7 (б), 20 (в) и 40 м в.э. (г) под углами к зениту 0° (кривая 1), 50° (кривая 2), 59° (кривая 3), 67° (кривая 4) и 74° (кривая 5) в зависимости от глубины атмосферы

Таблица 4

Температурные коэффициенты и плотности температурных коэффициентов для сцинтилляционного мюонного телескопа SMT00 при различных зенитных углах

j	h_j мб	0° α_j $\times 10^{-4}$	50° α_j $\times 10^{-4}$	59° α_j $\times 10^{-4}$	67° α_j $\times 10^{-4}$	74° α_j $\times 10^{-4}$	Δh_j мб	0° w_j $\times 10^{-3}$	50° w_j $\times 10^{-3}$	59° w_j $\times 10^{-3}$	67° w_j $\times 10^{-3}$	74° w_j $\times 10^{-3}$
1	10	-27	-24	-24	-18	-17	15	-170	-155	-142	-116	-106
2	20	-37	-36	-31	-25	-23	10	-349	-319	-292	-238	-218
3	30	-72	-67	-61	-49	-45	15	-459	-424	-383	-313	-287
4	50	-103	-95	-86	-71	-65	20	-491	-453	-410	-335	-307
5	70	-97	-89	-81	-66	-61	20	-460	-425	-384	-314	-288
6	100	-180	-165	-150	-123	-113	45	-380	-349	-317	-260	-238
7	150	-137	-126	-115	-94	-86	50	-261	-239	-218	-178	-163
8	200	-141	-129	-117	-96	-88	50	-267	-245	-223	-182	-167
9	250	-146	-134	-122	-99	-92	50	-278	-255	-232	-190	-174
10	300	-230	-211	-192	-157	-144	75	-292	-267	-243	-199	-183
11	400	-305	-280	-255	-208	-191	100	-290	-266	-242	-198	-181
12	500	-309	-283	-259	-211	-193	100	-293	-268	-246	-200	-183
13	600	-283	-259	-238	-193	-177	100	-269	-246	-226	-184	-168
14	700	-463	-424	-389	-316	-293	150	-293	-269	-247	-200	-183
15	850	-535	-483	-447	-365	-335	100	-509	-459	-424	-347	-318
16	925	-383	-339	-320	-262	-240	50	-729	-644	-608	-498	-456

Таблица 5

Температурные коэффициенты и плотности температурных коэффициентов
для сцинтилляционного мюонного телескопа SMT07 при различных зенитных углах

j	h_j мб	0° α_j $\times 10^{-4}$	50° α_j $\times 10^{-4}$	59° α_j $\times 10^{-4}$	67° α_j $\times 10^{-4}$	74° α_j $\times 10^{-4}$	Δh_j мб	0° w_j $\times 10^{-3}$	50° w_j $\times 10^{-3}$	59° w_j $\times 10^{-3}$	67° w_j $\times 10^{-3}$	74° w_j $\times 10^{-3}$
1	10	-30	-28	-26	-25	-24	15	-193	-180	-165	-157	-149
2	20	-28	-26	-24	-22	-21	10	-263	-243	-224	-214	-203
3	30	-45	-42	-39	-37	-35	15	-287	-268	-245	-233	-222
4	50	-56	-52	-47	-45	-43	20	-264	-246	-225	-214	-204
5	70	-48	-45	-41	-39	-37	20	-229	-214	-195	-186	-177
6	100	-85	-79	-72	-69	-66	45	-179	-167	-153	-146	-139
7	150	-61	-57	-52	-50	-47	50	-117	-109	-99	-95	-90
8	200	-62	-58	-53	-51	-48	50	-119	-111	-101	-96	-92
9	250	-67	-62	-57	-54	-52	50	-127	-118	-108	-103	-98
10	300	-110	-102	-93	-89	-85	75	-139	-130	-118	-113	-107
11	400	-151	-140	-128	-122	-116	100	-143	-133	-122	-116	-110
12	500	-154	-144	-132	-125	-119	100	-147	-137	-125	-119	-113
13	600	-142	-132	-121	-115	-110	100	-135	-126	-115	-109	-104
14	700	-233	-217	-198	-188	-179	150	-147	-137	-126	-120	-114
15	850	-272	-254	-232	-221	-210	100	-258	-241	-220	-210	-200
16	925	-196	-182	-167	-159	-151	50	-372	-347	-317	-302	-287

Таблица 6

Температурные коэффициенты и плотности температурных коэффициентов
для сцинтилляционного мюонного телескопа SMT20 при различных зенитных углах

j	h_j мб	0° α_j $\times 10^{-4}$	50° α_j $\times 10^{-4}$	59° α_j $\times 10^{-4}$	67° α_j $\times 10^{-4}$	74° α_j $\times 10^{-4}$	Δh_j мб	0° w_j $\times 10^{-3}$	50° w_j $\times 10^{-3}$	59° w_j $\times 10^{-3}$	67° w_j $\times 10^{-3}$	74° w_j $\times 10^{-3}$
1	10	-1.3	-1.2	-1.1	-1	-0.9	15	-8	-7.5	-6.8	-6.5	-5.8
2	20	-5.9	-5.3	-4.8	-4.6	-4.1	10	-56	-50	-46	-44	-39
3	30	-17	-15	-14	-13	-12	15	-110	-98	-90	-86	-77
4	50	-34	-31	-28	-27	-24	20	-162	-146	-134	-127	-113
5	70	-38	-34	-31	-29	-26	20	-178	-160	-147	-139	-125
6	100	-76	-68	-63	-59	-53	45	-161	-144	-133	-125	-112
7	150	-60	-54	-50	-47	-42	50	-115	-103	-95	-89	-80
8	200	-61	-54	-50	-47	-42	50	-115	-103	-95	-90	-81
9	250	-62	-55	-51	-48	-43	50	-117	-105	-96	-91	-82
10	300	-96	-86	-79	-75	-67	75	-121	-109	-100	-95	-85
11	400	-127	-114	-105	-99	-89	100	-121	-109	-100	-94	-85
12	500	-129	-116	-106	-101	-90	100	-123	-110	-101	-96	-86
13	600	-118	-106	-98	-92	-83	100	-113	-101	-93	-88	-79
14	700	-193	-173	-158	-151	-135	150	-122	-110	-101	-96	-86
15	850	-221	-198	-182	-172	-154	100	-209	-188	-173	-163	-146
16	925	-157	-141	-130	-123	-110	50	-299	-268	-246	-233	-209

Таблица 7

Температурные коэффициенты и плотности температурных коэффициентов
для сцинтилляционного мюонного телескопа SMT40 при различных зенитных углах

j	h_j мб	0° α_j $\times 10^{-4}$	50° α_j $\times 10^{-4}$	59° α_j $\times 10^{-4}$	67° α_j $\times 10^{-4}$	74° α_j $\times 10^{-4}$	Δh_j мб	0° w_j $\times 10^{-3}$	50° w_j $\times 10^{-3}$	59° w_j $\times 10^{-3}$	67° w_j $\times 10^{-3}$	74° w_j $\times 10^{-3}$
1	10	-1.1	-1	-0.8	-0.5	-0.4	15	-7.2	-6.1	-5	-3.2	-2.3
2	20	-5.1	-4.4	-3.5	-2.3	-1.9	10	-49	-42	-33	-22	-18
3	30	-15	-13	-10	-6.7	-5.3	15	-96	-82	-66	-42	-34
4	50	-30	-25	-21	-13	-10	20	-142	-121	-97	-63	-49
5	70	-33	-28	-23	-15	-11	20	-156	-133	-107	-69	-51
6	100	-67	-57	-46	-29	-22	45	-141	-120	-96	-62	-46
7	150	-53	-45	-36	-23	-17	50	-100	-85	-69	-44	-33

8	200	-53	-45	-36	-23	-17	50	-101	-86	-69	-44	-33
9	250	-54	-46	-37	-24	-17	50	-102	-87	-70	-45	-33
10	300	-84	-71	-57	-37	-27	75	-106	-90	-73	-47	-34
11	400	-111	-95	-76	-49	-36	100	-106	-90	-73	-47	-34
12	500	-113	-96	-77	-50	-37	100	-107	-91	-74	-47	-35
13	600	-104	-88	-71	-46	-34	100	-99	-84	-68	-44	-32
14	700	-169	-144	-116	-75	-55	150	-107	-91	-73	-47	-35
15	850	-193	-157	-132	-85	-63	100	-183	-150	-126	-81	-59
16	925	-138	-115	-94	-61	-45	50	-261	-219	-179	-116	-85

Таблица 8

Сопоставление значений температурных коэффициентов

Угол к зениту		0°	50°	59°	67°	74°
SMT 00	$\overline{w_i}$	-0.3619 ± 0.0094	-0.3302 ± 0.0085	-0.3024 ± 0.0078	-0.247 ± 0.0064	-0.2264 ± 0.0059
	α_{cm}	-0.3561 ± 0.0053	-0.3276 ± 0.0049	-0.3022 ± 0.0045	-0.2387 ± 0.0036	-0.2214 ± 0.0032
SMT 07	$\overline{w_i}$	-0.1950 ± 0.005	-0.1711 ± 0.0044	-0.1661 ± 0.0043	-0.1583 ± 0.0041	-0.1505 ± 0.0039
	α_{cm}	-0.1917 ± 0.0034	-0.1778 ± 0.0032	-0.1675 ± 0.0030	-0.1572 ± 0.0028	-0.1507 ± 0.0027
SMT 20	$\overline{w_i}$	-0.1331 ± 0.0034	-0.1195 ± 0.003	-0.1097 ± 0.0028	-0.1038 ± 0.0027	-0.0931 ± 0.0024
	α_{cm}	-0.1383 ± 0.0025	-0.1245 ± 0.0023	-0.1129 ± 0.0021	-0.1087 ± 0.0021	-0.0974 ± 0.0019
SMT 40	$\overline{w_i}$	-0.1165 ± 0.003	-0.0986 ± 0.0025	-0.0799 ± 0.002	-0.0515 ± 0.0013	-0.0383 ± 0.0010
	α_{cm}	-0.1211 ± 0.0024	-0.1018 ± 0.0021	-0.0836 ± 0.0017	-0.0539 ± 0.0011	-0.0396 ± 0.0008

фициенту для среднемассовой температуры. Полученные результаты для сопоставления представлены в табл. 8.

В пределах заданной точности все полученные результаты имеют удовлетворительное согласие. Темп счета мюонов в каналах сцинтилляционных телескопов довольно большой (см. табл. 1), что обеспечивает высокую статистическую точность регистрации мюонов и понижает уровень шума в исходных данных. Это могло нам позволить выбрать другую границу раздела между структурной частью выражения (5) и матрицей остатков (шумом), увеличив число главных компонент A до трех, что дало бы возможность дополнительно повысить точность конечного результата. Однако шум в исходных данных — это не только та часть данных, которая не содержит искомой информации, не только случайные ошибки в данных и случайные связи между переменными, но и ошибки систематического характера, которые обусловлены изменениями во времени эффективности регистрации мюонов сцинтилляционными счетчиками. Это вызвало необходимость редактирования исходных данных. Поэтому рассмотрение реальных данных (см. рис. 2) привело к выбору числа главных компонент не более двух.

Результаты, полученные путем анализа данных наблюдений, были сопоставлены с результатами расчета ожидаемых значений плотности температурных коэффициентов для комплекса подземных мюонных телескопов в Якутске, выполненных нами ранее [Кузьменко, Янчуковский, 2017] для зенитных углов 0°, 30° и 60°. На рис. 4 приведены для сравнения результаты, полученные для зенитных углов 0° и 60° (59°) на четырех уровнях наблюдений 0, 7, 20 и 40 м в.э.

Расчеты ожидаемых значений были выполнены ранее [Кузьменко и др., 2017], когда еще не были реализованы телескопы на сцинтилляторах. Поэтому в расчетах были заложены углы 0° и 60°. Наблюда-

ется качественное согласие результатов анализа данных наблюдений и теоретических расчетов. Достоверность экспериментальных результатов определяется качеством и объемом исходных экспериментальных данных (и делается ее оценка). К результатам, полученным расчетным путем, следует относиться более осторожно, поскольку расчет приходится проводить с целым рядом допущений.

Представляет интерес сопоставление результатов, полученных с помощью аналогичных методов анализа для двух подземных комплексов мюонных телескопов — на сцинтилляционных и на газоразрядных счетчиках [Янчуковский, 2023]. На рис. 5 приведены распределения плотности температурных коэффициентов в атмосфере для мюонов, регистрируемых с направления «вертикаль» под землей телескопами этих типов.

Результаты, представленные на рис. 5, указывают на падение температурного эффекта мюонов в атмосфере с ростом их энергии. Исходя из этого, данных только одного направления регистрации мюонов «вертикаль» телескопами обоих типов вполне достаточно для диагностики термобарического режима атмосферы с помощью космических лучей [Янчуковский, 2020]. SMT обеспечивают высокую статистическую точность регистрации интенсивности мюонов по сравнению с МТ, но значительно уступают им в стабильности эффективности регистрации.

Таким образом, SMT и МТ не дублируют друг друга, а дополняют, расширяя возможности Якутского спектрографа космических лучей им. А.И. Кузьмина.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Найдены распределения плотности температурных коэффициентов для мюонов, регистрируемых с телескопами на сцинтилляционных счетчиках на поверхности и под землей, с помощью МГК-анализа данных непрерывных наблюдений.

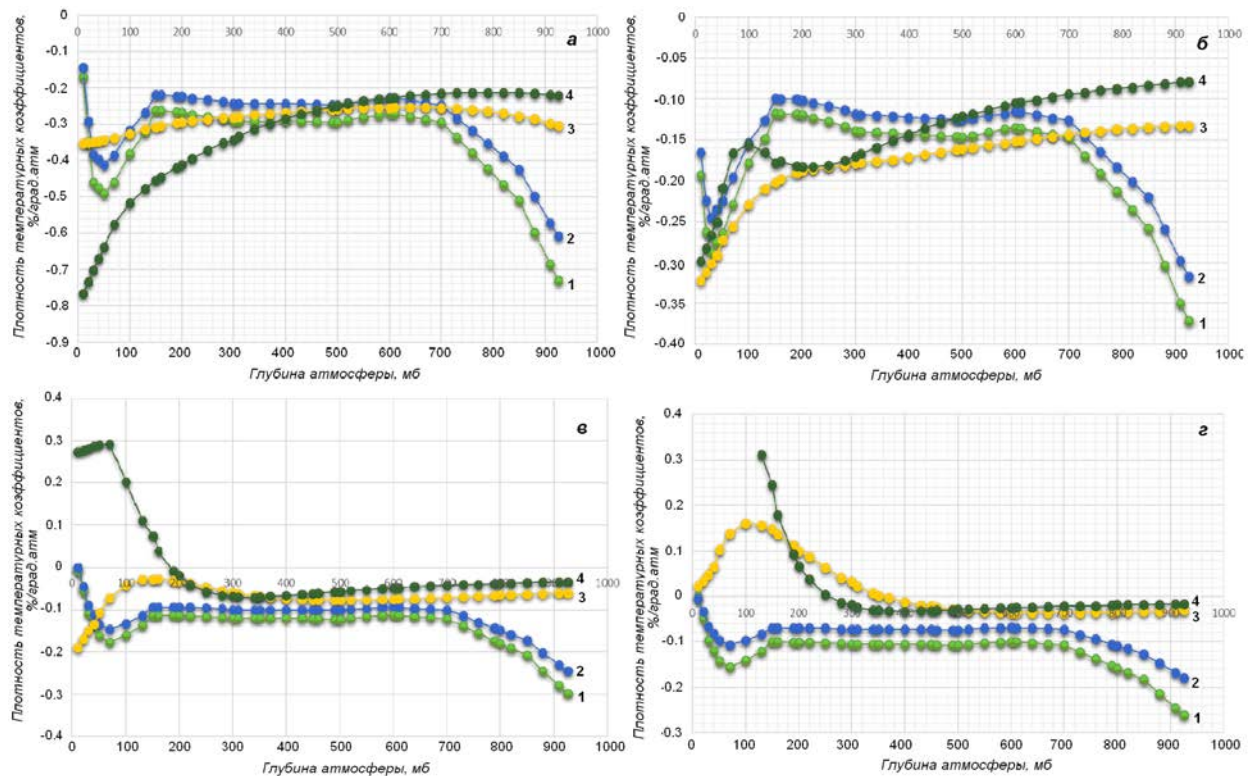


Рис. 4. Распределения плотности температурных коэффициентов в атмосфере для мюонов, регистрируемых на уровнях 0 (а), 7 (б), 20 (в) и 40 м в.э. (г) под углом к зениту 0° (кривая 1) и 59° (кривая 2), найденные путем анализа данных наблюдений, а также распределения плотности температурных коэффициентов, полученные путем расчета ожидаемых значений для зенитных углов 0° (кривая 3) и 60° (кривая 4) в зависимости от глубины атмосферы

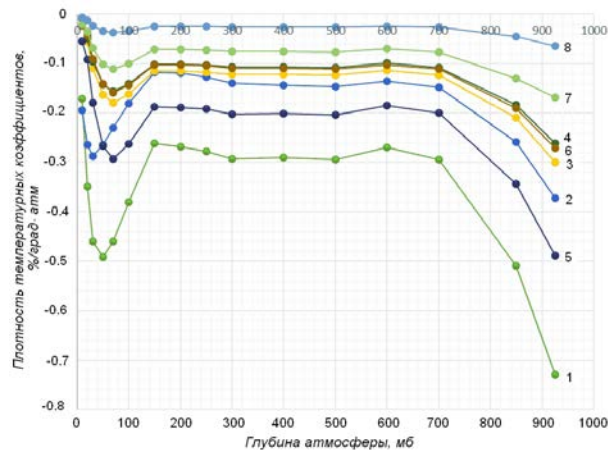


Рис. 5. Распределение плотности температурных коэффициентов в атмосфере для мюонов, регистрируемых с направления «вертикаль» на уровнях 0 м в.э., 7 м в.э., 20 м в.э. и 40 м в.э. телескопами на сцинтилляционных счетчиках (кривые 1–4 соответственно) и телескопами на газоразрядных счетчиках (кривые 5–8 соответственно) в зависимости от глубины атмосферы

Экспериментальная оценка распределения плотности температурных коэффициентов позволяет эффективно учитывать температурный эффект в данных наблюдений сцинтилляционных телескопов.

Сопоставление результатов, полученных путем анализа экспериментальных данных, с результатами расчета ожидаемых значений плотности температурных коэффициентов указывает на их удовлетворительное согласие.

На основании сопоставления результатов, полученных с помощью аналогичных методов анализа для мюонных телескопов на газоразрядных и сцинтилляционных счетчиках, сделан вывод, что одновременное использование мюонных телескопов этих типов в Якутском комплексе расширяет диапазон энергий регистрируемых космических лучей. Телескопы на сцинтилляционных счетчиках обеспечивают высокую статистическую точность регистрации интенсивности мюонов по сравнению с телескопами на газоразрядных счетчиках, но значительно уступают им в стабильности эффективности регистрации. Они дополняют друг друга, расширяя возможности Якутского спектрографа космических лучей им. А.И. Кузьмина.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (проект FWZZ-2022-0019). Результаты получены с использованием оборудования УНУ-85 «Российская национальная сеть станций космических лучей» [<http://www.ckp-rf.ru/usu/433536>].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Айвазян С.А., Бухштабер В.М., Енюков И.С., Мешалкин Л.Д. *Прикладная статистика. Классификация и снижение размерности*. М.: Финансы и статистика, 1989. 607 с.
- Герасимова С.К., Гололобов П.Ю., Григорьев В.Г. и др. Мюонный телескоп на сцинтилляционных счетчиках. *Приборы и техника эксперимента*. 2021. № 4. С. 65–73.
- Горлач Б.А. *Математика*. М: Наука, 2006. 911 с.
- Корн Г., Корн Т. *Справочник по математике для научных работников и инженеров*. М.: Наука, 1984. 831 с.

Кузьменко В.С., Янчуковский В.Л. Определение плотности температурных коэффициентов для мюонов в атмосфере. *Солнечно-земная физика*. 2015. Т. 1, № 2. С. 91–96 // Kuzmenko V.S., Yanchukovsky V.L. Determination of the density of temperature coefficients for muons in the atmosphere. *Solar-Terrestrial Physics*. 2015, vol. 1, iss. 2. P. 91–96. DOI: [10.12737/10403](https://doi.org/10.12737/10403). (In Russian).

Кузьменко В.С., Янчуковский В.Л. Распределение плотности температурных коэффициентов для мюонов в атмосфере. *Солнечно-земная физика*. 2017. Т. 3, № 4. С. 104–116. DOI: [10.12737/szf-34201710](https://doi.org/10.12737/szf-34201710) // Kuzmenko V.S., Yanchukovsky V.L. Distribution of temperature coefficient density for muons in the atmosphere. *Solar-Terrestrial Physics*. 2017. Vol. 3, iss. 4. P. 104–116. DOI: [10.12737/stp-34201710](https://doi.org/10.12737/stp-34201710).

Померанцев А.Л. *Хемометрика в Excel: учебное пособие*. Томск: из-во ТПУ, 2014. 435 с.

Стародубцев С.А., Григорьев В.Г., Исаков Д.Д. и др. Модернизация Якутского спектрографа космических лучей им. А.И. Кузьмина. *Физика Солнца и околоземного пространства. Труды Всероссийской конференции по солнечно-земной физике, посвященной 100-летию со дня рождения члена-корреспондента РАН В.Е. Степанова*. Иркутск, 2013. С. 289–293.

Стародубцев С.А., Григорьев В.Г., Гололобов П.Ю.. Якутский спектрограф космических лучей им. А.И. Кузьмина: современное состояние. *Сборник трудов Всероссийской конференции «Гелиогеофизические исследования в Арктике», 19–23 сентября 2016, г. Мурманск. Полярный геофизический институт*, 2016. С. 125–129.

Шепли А.Х. Руководство по международному обмену данными в солнечно-земной физике / *Первая рабочая группа Международной комиссии по солнечно-земной физике*. Будапешт, 1969. С. 5.

Эсбенсен К. *Анализ многомерных данных. Избранные главы*. Пер. с англ. С.В. Кучеряевского; под ред. О.Е. Родионовой. Черногловка: Изд-во ИПХФ РАН, 2005. 160 с.

Янчуковский В.Л. Вариации интенсивности мюонов и температура атмосферы. *Солнечно-земная физика*. 2020. Т. 6, № 1. С. 134–141. DOI: [10.12737/szf-61202013](https://doi.org/10.12737/szf-61202013) // Yanchukovsky V.L. Muon intensity variations and atmospheric temperature. *Solar-Terrestrial Physics*. 2020. Vol. 6, iss. 1. P. 108–115. DOI: [10.12737/stp-61202013](https://doi.org/10.12737/stp-61202013).

Янчуковский В.Л. Температурный эффект мюонов, регистрируемых под землей в Якутске с помощью телескопов на газоразрядных счетчиках. *Солнечно-земная физика*. 2023. Т. 9, № 2. С. 60–70. DOI: [10.12737/szf-92202307](https://doi.org/10.12737/szf-92202307) // Yanchukovsky V.L. Temperature effect of muons registered under the ground in Yakutsk by telescopes on GAS-discharge counters. *Solar-Terrestrial Physics*. 2023. Vol. 9, iss. 2. P. 55–65. DOI: [10.12737/stp-92202307](https://doi.org/10.12737/stp-92202307).

Янчуковский В.Л., Кузьменко В.С. Атмосферные эффекты мюонной компоненты космических лучей. *Солнечно-земная физика*. 2018. Т. 4, № 3. С. 95–102. DOI: [10.12737/szf-43201810](https://doi.org/10.12737/szf-43201810) // Yanchukovsky V.L., Kuzmenko V. Atmospheric effects of the cosmic-ray mu-meson component. *Solar-Terrestrial Physics*. 2018. Vol. 4, iss. 3. P. 76–82. DOI: [10.12737/stp-43201810](https://doi.org/10.12737/stp-43201810).

Янчуковский В.Л., Филимонов Г.Я. Вариации нейтронной компоненты космических лучей: препринт № 1. Новосибирск: ОИГГиМ СО АН СССР, 1994. 11 с.

Dayal B.S., McGregor J.F. Improved PLS Algorithms. *J. Chemometrics*. 1997. Vol. 11. P. 73–65.

De Jong S., Ter Braak C. Comments on the PLS kernel algorithm. *J. Chemometrics*. 1994. Vol. 8. P. 169–174.

Grigoryev V.G., Starodubtsev S.A., Krymsky G.F., et al. Modern Yakutsk Cosmic Ray Spectrograph after A.I. Kuzmin. *Proc. 32nd International Cosmic Ray Conference, Beijing, 2011*. Vol. 11. P. 252–255. id0360. DOI: [10.7529/ICRC2011/V11/0360](https://doi.org/10.7529/ICRC2011/V11/0360).

Jolliffe I.T. *Principal Component Analysis*. New York: Springer, 2002. 516 p. (Springer Series in Statistics).

Lindgren F., Geladi P., Wold S. The kernel algorithm for PLS. *J. Chemometrics*. 1993. Vol. 7. P. 45–59. DOI: [10.1002/cem.1180070104](https://doi.org/10.1002/cem.1180070104).

Principal Manifolds for Data Visualization and Dimension Reduction / Gorban A.N., Kegl B., Wunsch D., Zinovyev A.Y. (Eds). Berlin; Heidelberg; New York: Springer, 2007. 364 p. (Lecture Notes in Computational Science and Engineering, vol. 58).

URL: <https://ikfia.ysn.ru/dannye-1klve> (дата обращения 15 ноября 2024 г.).

URL: <https://ikfia.ysn.ru/data/heclab/mt> (дата обращения 15 ноября 2024 г.).

URL: <https://ikfia.ysn.ru/data/heclab/ipm> (дата обращения 15 ноября 2024 г.).

URL: <https://www.nco.ncep.noaa.gov/pmb/products/gfs> (дата обращения 15 ноября 2024 г.).

URL: <https://www.aspentech.com/en/products/apm/aspens-unscrambler> (дата обращения 15 ноября 2024 г.).

URL: <http://www.ckp-rf.ru/usu/433536> (дата обращения 15 ноября 2024 г.).

Как цитировать эту статью:

Янчуковский В.Л., Хисамов Р.З. Температурный эффект мюонов, регистрируемых под Землей с помощью сцинтилляционных детекторов. *Солнечно-земная физика*. 2025. Т. 11, № 1. С. 98–108. DOI: [10.12737/szf-111202511](https://doi.org/10.12737/szf-111202511).