Спектральные и зенитно-угловые характеристики потоков мюонов и нейтрино высоких энергий, генерируемых в адронных каскадах, порожденных космическими лучами в атмосфере Земли

> Гридина (Морозова) Анна ЛЯП НЭОФЭЧ№2

Атмосферные мюоны и нейтрино

- Космические лучи(КЛ) в атмосфере порождают мюоны и нейтрино.
- Первые оценки спектров мюонов и • нейтрино были получены в работах Грейзена, Маркова и Железных
- Атмосферные мюоны(АМ) и нейтрино(АН) - фон для космических нейтрино
- АМ инструмент для калибровки нейтринных телескопов.



Greisen K. Cosmic ray showers // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. – 1960. – Vol. 10. – Pp. 63–108.

Markov M.A., Zheleznykh I.M. On high energy neutrino physics in cosmic rays // Nucl. Phys. – 1961. – Vol. 27, №~3. – Pp. 385–394. 16.06.2025

Актуальность и мотивация

- 22 сент. 2017 ІсеСиве зарегистрировал событие высокой энергии от нейтрино в направлении на блазар TXS 0506+056 в момент гамма-вспышки.
- свидетельство в пользу потока нейтрино в направлении блазара ТХЅ 0506+056 на уровне значимости 3.5 σ
- Появились данные по спектрам нейтрино и мюонов(IceCube, ANTARES)

Спектр *v_µ*~ 650 ТэВ, *v_e*~ 20 ТэВ, *µ*~ 1 ТэВ



Elewyck V. Van (ANTARES Collaboration).

Recent results from the ANTARES neutrino telescope // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.

- 2014. - Vol. 742. - Pp. 63-70.

Albert A. et al. (ANTARES Collaboration). Measurement of the atmospheric ve and vµ energy spectra with the ANTARES neutrino telescope // Phys. Lett. B. -2021. - Vol. 816. - P. 136228. - arXiv:2101.12170. Основные факторы для расчета спектров атмосферных мюонов и нейтрино

- 1) параметры первичного космического излучения;
- 2) сечения рождения нуклонов и мезонов во взаимодействия КЛ с атмосферой;
- 3) поведение полных неупругих сечений взаимодействия адронов;
- 4) развитие адронного каскада в атмосфере ядерной компоненты широкого атмосферного ливня (ШАЛ);
- 5) распады вторичных частиц.

Модели ZS и HGm (H3a) спектров космических лучей

- ZS: 3 класса источников галактических КЛ взрывы сверхновых и вспышки новых разных типов, в которых генерируются степенные спектры с разными максимальными жёсткостями и спектральными индексами. Опираясь в значительной мере на данные ATIC, модель позволяет согласованно описать экспериментальные данные по спектрам космических лучей, полученным в прямых измерениях, и сделать переход в область сверхвысоких энергий, где измерения ведутся методом широких атмосферных ливней. Спектр протонов и ядер гелия в модели ZS при E > 1 ТэВ согласуется с измерениями эксперимента KASCADE.
- HGm (H3a) (Хилласа-Гайсера): три вида источников: остатки сверхновых, высокоэнергетические галактические источники, которые дают вклад в поток КЛ между «коленом» (3 ПэВ) и «лодыжкой» (4 ЭэВ) и внегалактические объекты – активные ядра галактик (AGN), источники гамма-всплесков (GRB).

Во внегалактической компоненте учтены измерения данных PAO, HiRes и Telescope Array.

Zatsepin V.I., Sokolskaya N.V. Three component model of cosmic ray spectra from 10 GeV to 100 PeV // A&A.- 2006.- Vol. 458.- P. 1-5. - arXiv: astro-ph/0601475.

Hillas A. M. Cosmic Rays: Recent Progress and some Current Questions – 2006. – arXiv: astro-ph/0607109v2.

Модели адронных взаимодействий



- Kimel & Mokhov model (KM): A.N. Kalinovsky, N.V. Mokhov, Yu.P. Nikitin, Passage of high-energy particles through matter, AIP, NY, 1989
- SIBYLL 2.1: R.S. Fletcher, T.K.
 Gaisser, P. Lipari, T. Stanev, Phys. Rev. D
 50 (1994) 5710; R. Engel, T. K. Gaisser,
 P. Lipari, T. Stanev, Proc. 26th ICRC,
 1999, vol. 1, p. 415; E.-J. Ahn et al. Phys.
 Rev. D 80 (2009) 094003
- QGSJET-II: N.N. Kalmykov,
 S.S. Ostapchenko, A. I. Pavlov,, Nucl.
 Phys. B (Proc. Suppl.) 52 (1997) 17;
 S. S. Ostapchenko, Nucl. Phys. B (Proc.
 Suppl.) 151 (2006) 143; Phys. Rev. D 74 (2006) 014026

Обновленные модели: SIBYLL 2.3c, QQGSJET II-04, EPOS LHC, DPMJET III ...

Цели

- Изучение спектральных и зенитно-угловых характеристик атмосферных мюонов и нейтрино
- Сравнение результатов теоретического расчета с экспериментальными данными IceCube

Задачи

- Расчитать спектры АМ и АН в диапазоне энергий 100 ГэВ 10 ПэВ.
- Оценить влияние влияние моделей адрон-ядерных взаимодействий и параметризаций спектров первичных космических лучей на рассчитанные потоки нейтрино и мюонов.
- Исследовать вклады в потоки АМ и АН.
- Рассчитать характеристики потоков АМ и АН.
- Сравнить с результами экспериментов IceCube, Antares.

Z-факторный метод

Модель адронного каскада, генерируемого нуклонами космических лучей высоких энергий:

 ✓ ядра космических лучей рассматриваются как совокупность нуклонов (приближение суперпозиции);

✓используется одномерное приближение для каскада, основанное на сильной анизотропии в угловом распределении ультрарелятивистских вторичных частиц;

√пренебрегается потерями энергии на электромагнитные взаимодействия, так как они малы по сравнению с характерным для сильного взаимодействия масштабом (~ 0.2 ГэВ);

 ✓ влияние геомагнитного поля несущественно для частиц с энергий E > 1 ГэВ;
 ✓ на первом этапе не учитывается вклад процессов рождения нуклонантинуклонных пар в мезон-ядерных взаимодействиях, что позволяет отщепить нуклонную часть каскада от мезонной;

 ✓ учитываются процессы регенерации и неупругой перезарядки нуклонов и пионов. Naumov V.A., Perrone L. Neutrino propagation through dense matter // Astropart. Phys. – 1999.– Vol. 10.– P. 239-252.

Наумов В. А., Синеговская Т.С. Элементарный метод решения уравнений переноса нуклонов космических лучей в атмосфере // ЯФ. – 2000.– Т. 63, № 11.– С. 2020–2028

Уравнения для нуклонной компоненты ШАЛ (1)

$$a + A \rightarrow b + X$$

$$(a = p, n; b = p, n)$$

$$\frac{d\sigma_{ab}(E_0, E)}{dE} = 2\pi \int_{0}^{p_T^{\text{max}}} \frac{p_T}{p_L} \left(E\frac{d^3\sigma_{ab}}{d^3p}\right) dp_T,$$

$$\lambda_N(E) = 1/(N_0\sigma_{NA}^{\text{in}}) \qquad (N_0 = N_A/A)$$

$$\frac{\partial p(E,h)}{\partial h} = -\frac{p(E,h)}{\lambda_N(E)} + \frac{1}{\lambda_N(E)} \int_E^{\infty} \frac{1}{\sigma_{NA}^{in}(E)} \frac{d\sigma_{pp}(E_0,E)}{dE} p(E_0,h) dE_0 + \frac{1}{\lambda_N(E)} \int_E^{\infty} \frac{1}{\sigma_{NA}^{in}(E)} \frac{d\sigma_{np}(E_0,E)}{dE} n(E_0,h) dE_0.$$
(1)
$$\frac{\partial n(E,h)}{\partial h} = -\frac{n(E,h)}{\lambda_N(E)} + \frac{1}{\lambda_N(E)} \int_E^{\infty} \frac{1}{\sigma_{NA}^{in}(E)} \frac{d\sigma_{nn}(E_0,E)}{dE} n(E_0,h) dE_0 + \frac{1}{\lambda_N(E)} \int_E^{\infty} \frac{1}{\sigma_{NA}^{in}(E)} \frac{d\sigma_{nn}(E_0,E)}{dE} n(E_0,h) dE_0,$$

Уравнения для нуклонной компоненты ШАЛ (2)

Граничные условия:

$$p(E, h = 0) = p_0(E), \quad n(E, h = 0) = n_0(E).$$
Замена:

$$N^{\pm}(E, h) = p(E, h) \pm n(E, h),$$

$$N_0^{\pm}(E, 0) = p_0(E) \pm n_0(E)$$

$$\frac{\partial N^{\pm}(E, h)}{\partial h} = -\frac{N^{\pm}(E, h)}{\lambda_N(E)} + \frac{1}{\lambda_N(E)} \int_E^{\infty} \frac{1}{\sigma_{NA}^{in}(E)} \left[\frac{d\sigma_{pp}(E_0, E)}{dE} \pm \frac{d\sigma_{pn}(E_0, E)}{dE} \right] N^{\pm}(E_0, h) dE_0$$
(1)
Ищем решение в виде

$$N^{\pm}(E, h) = N_0^{\pm}(E, 0) \exp\left[-\frac{h}{\Lambda_N^{\pm}(E, h)} \right], \quad (2)$$

$$\frac{1}{\Lambda_N^{\pm}(E, h)} = \frac{1 - Z_{NN}^{\pm}(E, h)}{\lambda_N(E)}$$
или
$$Z_{NN}^{\pm}(E, h) = 1 - \frac{\lambda_N(E)}{\Lambda_N^{\pm}(E, h)} \quad (3)$$

Решение уравнений для нуклонов (1)

$$x = E / E_0$$

$$\frac{\partial (hZ_{NN}^{\pm})}{\partial h} = \int_{0}^{1} \Phi_{NN}^{\pm}(E,x) \eta_{NN}^{\pm}(E,x) \exp\left[-\frac{h}{\Lambda_{N}^{\pm}(E/x,h)} + \frac{h}{\Lambda_{N}^{\pm}(E,h)}\right] dx \quad (4)$$

$$\Phi_{NN}^{\pm}(E,x) = \frac{E}{\sigma_{NA}^{\text{in}}(E)} \left[\frac{d\sigma_{pp}(E_{0},E)}{dE} \pm \frac{d\sigma_{pn}(E_{0},E)}{dE}\right]_{E_{0}=E/x} \quad \eta_{NN}^{\pm}(E,x) = \frac{N_{0}^{\pm}(E/x,0)}{x^{2}N_{0}^{\pm}(E,0)}$$

Формальное решение ур. (4) приводит к интегральному уравнению для Z-факторов:

Где
$$Z_{NN}^{\pm}(E,h) = \frac{1}{h} \int_{0}^{h} dt \int_{0}^{1} dx \Phi_{NN}^{\pm}(E,x) \eta_{NN}^{\pm}(E,x) \exp[-tD_{NN}^{\pm}(E,x,t)],$$
 (5)
 $D_{NN}^{\pm}(E,x,t) = \frac{1 - Z_{NN}^{\pm}(E/x,t)}{\lambda_{N}(E/x)} - \frac{1 - Z_{NN}^{\pm}(E,t)}{\lambda_{N}(E)}$ коэф. поглощения

Идея решения (5) почти очевидна - последовательные приближения или разложение по малому параметру: $\left| h D_{NN}^{\pm}(E,x,h) \right| \sim h |1/\lambda_N(E/x) - 1/\lambda_N(E)| \ll 1.$

Простейший выбор:

$$Z_{NN}^{\pm(1)} = \int_{0}^{1} dx \, \Phi_{NN}^{\pm}(E,x) \, \eta_{NN}^{\pm}(E,x) \frac{1 - \exp[-hD_{NN}^{\pm(0)}(E,x)]}{hD_{NN}^{\pm(0)}}$$

$$Z_{NN}^{\pm(0)}(E,h) = 0 \qquad D_{NN}^{\pm(0)}(E,x) = 1/\lambda_{N}(E/x) - 1/\lambda_{N}(E) \qquad (6)$$

Решение уравнений для нуклонов (2)

Считая $hD_{NN}^{(0)} \ll 1$,

разложим экспоненту в (6) в ряд, ограничившись квадратичным по $hD_{\scriptscriptstyle N\!N}^{(0)}$ слагаемым, получим

$$Z_{NN}^{\pm(1)} = \int_{0}^{1} dx \, \Phi_{NN}^{\pm}(E,x) \, \eta_{NN}^{\pm}(E,x) [1 - h D_{NN}^{\pm(0)}(E,x)/2]$$
⁽⁷⁾

Для *п*-го приближения находим

$$Z_{NN}^{\pm(n)} = \frac{1}{h} \int_{0}^{h} dt \int_{0}^{1} dx \, \Phi_{NN}^{\pm}(E, x) \, \eta_{NN}^{\pm}(E, x) \exp[-tD_{NN}^{\pm(n-1)}(E, x, t)]$$
(8)

$$D_{NN}^{\pm}(E,x,t) = \frac{1 - Z_{NN}^{\pm}(E/x,t)}{\lambda_{N}(E/x)} - \frac{1 - Z_{NN}^{\pm}(E,t)}{\lambda_{N}(E)}$$
(9)

Сферическая изотермическая атмосфера



В более точных расчетах используют измерения профиля реальной атмосферы

где
$$p_{\mathbf{f}}^{\mathbf{cr}}(\theta) = \frac{m_{\mathbf{f}} n_{\mathbf{0}} r_{\mathbf{f}}}{\cos \theta^*}$$

 $X(\theta) = \int_{h_i(\theta)}^{\infty} \rho(h) \frac{dx}{dh} dh = \int_{h_i(\theta)}^{\infty} \frac{\rho(h) dh}{\sqrt{1 - \frac{\sin^2(\theta)}{(1 + h/R)^2}}},$

Источники мюонов и нейтрино

Particle	Elementary	mc^2	E_c	
	components	(MeV)	(GeV)	
D^+, D^-	$car{d},ar{c}d$	1870	$3.8 imes10^7$	
$D^0, \overline{D^0}$	$car{u},ar{c}u$	1865	$9.6 imes10^7$	
D_{s}^{+}, D_{s}^{-}	$car{s},ar{c}s$	1969	$8.5 imes10^7$	
Λ_c^+	udc	2285	$2.4 imes10^8$	
μ^+, μ^-		106	1.0	
π^+, π^-	$uar{d},ar{u}d$	140	115	
K^+, K^-	$uar{s},ar{u}s$	494	855	
Λ_0	uds	1116	$9.0 imes10^4$	

prompt sources

conventional sources



Мюоны

 $\pi_{\mu 2}^{\pm}: \mu^{\pm} + \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu})$ $K_{\mu 2}^{\pm}: \mu^{\pm} + \nu_{\mu}(\overline{\nu}_{\mu})$ $K_{\mu3}^{\pm}:\pi^{0}+\mu^{\pm}+\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu})$ $K_{L\mu3}^{0}: \pi^{\pm} + \mu^{\mp} + \overline{\nu}_{\mu}(\nu_{\mu})$

Уравнение переноса мюонов космических лучей в атмосфере Земли (приближение непрерывных

потерь энергии)

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial h} + \frac{E_{\mu}^{cr}(\vartheta)}{Eh} \end{bmatrix} D_{\mu}(E,h,\vartheta) = \frac{\partial}{\partial E} \left[\beta_{\mu}(E) D_{\mu}(E,h,\vartheta) \right] + G_{\mu}^{\pi,K}(E,h,\vartheta),$$

 $\beta_{\mu}(E) = -dE/dh = a_{\mu}(E) + b_{\mu}(E)E -$ суммарные потери энергии мюона
на ионизацию и возбуждение атомов и в радиационных процессах.
Функция генерации мюонов (источник)
 $G_{\mu}^{\pi,K}(E,h,\vartheta) = \sum_{M=\pi^{\pm},K^{\pm}} B(M_{\mu2}) \frac{m_{M}}{\tau_{M}\rho(h,\vartheta)} \int_{E_{M_{2}}^{-1}}^{E_{M_{2}}^{+}} \frac{dE_{0}}{p_{0}^{2}} F_{M_{\mu2}}^{\mu}(E_{0},E) M(E_{0},h,\vartheta) +$
 $+ \sum_{K=K^{\pm},K_{L}^{0},K_{S}^{0}} B(K_{\mu3}) \frac{m_{K}}{\tau_{K}\rho(h,\vartheta)} \int_{E_{K_{3}}^{-1}}^{E_{K_{3}}^{+}} \frac{dE_{0}}{p_{0}^{2}} F_{K_{\mu3}}^{\mu}(E_{0},E) K(E_{0},h,\vartheta).$
 $F_{M_{\mu2}}^{\mu}$ и $F_{K_{\mu3}}^{\mu}$ - Спектральные функции мюонов
(распадные спектры) $F_{M_{\mu2}}^{\mu} = \left(1 - m_{\mu}^{2}/m_{M}^{2}\right)^{-1}$

Вертикальный поток атмосферных мюонов



Недавние эксперименты

IceCube + IceTop measurements: F. Tenholt et al. PoS (ICRC2017) 317;arXiv:1710.01194 ($\cos \theta > 0.88$)

> 1 - pm with QGSM, early version [NC 12C (1989)41]. Early predictions for the conventional muons [AP 30 (2008) 219]: 2 – CR spectrum by Nikolsky et al. (NSU); 3 – the spectrum by Erlykin et al. (EKS). The rest lines – present calculations: Kimel & Mokhov (KM), SIBYLL 2.1. QGSJET-II-03 combined with CR spectra by Zatsepin & Sokolskaya (ZS) and by Hillas & Gaisser (HGm).

Вертикальный поток AM и IceCube



$$\frac{d\Phi_{\mu}}{dE_{\mu}} = (9.0 \pm 0.3) \cdot 10^{-17} \left(\frac{E_{\mu}}{50 \text{ TeV}}\right)^{-3.74 \pm 0.03}$$

Tenholt F. et al (IceCube Collaboration). Highenergy atmospheric muons in IceCube and IceTop // 35th ICRC, Bexco, Busan, Korea. PoS (ICRC2017). – 2017. – Vol. 317 – P. 1710.01194.

Fedynitch A. MCEq-project Электронный pecypc.. – 2022/ – URL: <u>https://github.com/mceq-project/MCEq</u>.

Данные эксперимента IceCube для двух интервалов углов



Усредненный по всем углам поток атмосферных мюонов: эксперимент и расчет



Атмосферные нейтрино

Расчет спектров атмосферных нейтрино

Уравнения генерации и переноса в атмосфере нейтрино ($v = v_e, \overline{v}_e, v_\mu, \overline{v}_\mu$) в одномерном приближении записываются следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial h} \Phi_{\nu}(E,h,\theta) = G_{\nu}^{\pi,K}(E,h,\theta) + G_{\nu}^{D,\Lambda}(E,h,\theta) + G_{\nu}^{\mu}(E,h,\theta) ,$$

где $G_{\nu}^{\pi,K}$, $G_{\nu}^{D,\Lambda}$ – функции генерации нейтрино в распадах π, K - мезонов, D, Λ_c – частиц и мюонов ($G_{\nu}^{D,\Lambda}$ – источник «прямых» нейтрино); $G_{\nu}^{\mu}(E,h,\theta)$ – функция генерации нейтрино от распадов мюонов.

Интегрирование уравнения дает дифференциальный энергетический спектр нейтрино на глубине *h* вблизи направления под зенитным углом *θ*:

$$\begin{split} \Phi_{\nu}(E,h,\theta) &= \int_{0}^{h} [G_{\nu}^{\pi,K}(E,t,\theta) + G_{\nu}^{D,\Lambda}(E,t,\theta) + G_{\nu}^{\mu}(E,t,\theta)] dt, \\ G_{\nu_{\mu}(\overline{\nu}_{\mu})}^{\pi,K}(E,h,\theta) &= \sum_{M=\pi^{\pm},K^{\pm}} B(M_{\mu2}) \frac{m_{M}}{\tau_{M}\rho(h,\theta)} \int_{E_{M\mu2}^{\min}}^{\infty} \frac{dE_{0}}{p_{0}^{2}} F_{\nu}^{M_{\mu2}}(E_{0},E) M(E_{0},h,\theta) + \\ &+ \sum_{K=K^{\pm},K_{L}^{0},K_{S}^{0}} B(K_{\mu3}) \frac{m_{K}}{\tau_{K}\rho(h,\theta)} \int_{E_{K\mu3}^{\min}}^{\infty} \frac{dE_{0}}{p_{0}^{2}} F_{\nu}^{K_{\mu3}}(E_{0},E) K(E_{0},h,\theta) \,, \end{split}$$

$$G_{\nu_{\mu}(\overline{\nu}_{\mu})}^{D,\Lambda}(E,h,\theta) = \sum_{D=D^{\pm}, D^{0}, \overline{D}^{0}, D_{s}^{\pm}, \Lambda_{e}^{\pm}} B(D_{\mu k}) \frac{m_{D}}{\tau_{D}\rho(h,\theta)} \int_{E_{D\mu k}^{\min}}^{\infty} \frac{dE_{0}}{p_{0}^{2}} F_{\nu}^{D_{\mu k}}(E_{0}, E) D(E_{0}, h, \theta) .$$

$$(f \rightarrow \mu + \nu_{\mu} + X) .$$

вероятность k-частичного распада частицы $f(f = \pi^{\pm}, K^{\pm}, K_{L}^{0}, K_{S}^{0}, D^{\pm}, D^{0}, \overline{D}^{0}, \Lambda_{c}^{+}),$ Здесь $\rho(h, \theta)$ – профиль плотности атмосферы, $B(f_{\mu k})$ – относительная распадающейся на лептонную пару $\mu^{+} v_{\mu} (\mu^{-} \overline{v}_{\mu})$ и адроны, $p_{0} = (E_{0}^{2} - m_{f}^{2})^{1/2}$ импульс первичной частицы, τ_{f} – время жизни первичной частицы в системе

покоя,
$$f(E_0, h, \theta)$$
 – дифференциальный энергетический спектр f , $F_v^{J_{\mu k}}(E_0, E)$ -
16.06.2025
дифференциальный энергетический спектр нейтрино в данном распаде

Основные источники атмосферных мюонов и нейтрино

Частица (f)	Время жизни, с	Мода распада	Относительная ширина распада, %	Критическая энергия $\varepsilon_{\rm f}^{\rm cr}(0^0) = m_{\rm f}c^2H_0 / c\tau_{\rm f}$
μ_{e3}^{\pm}	2.19×10^{-6}	$e^{\pm} + v_e(\overline{v}_e) + \overline{v}_{\mu}(v_{\mu})$	100	1.03 ГэВ
π^{\pm}	2.60×10 ⁻⁸	$\mu^{\pm} + \nu_{\mu}(\overline{\nu}_{\mu})$	99.987	115 ГэВ
$K_L^0: K_{Le3}^0$ $K_{L\mu3}^0$	5.12×10 ⁻⁸	$\pi^{\pm} + e^{\mp} + \overline{\nu}_{e}(\nu_{e})$ $\pi^{\pm} + \mu^{\mp} + \overline{\nu}_{\mu}(\nu_{\mu})$	40.55 ± 0.11 27.04 ± 0.07	206 ГэВ
$K_{\mu 2}^{\pm}$ $K^{\pm}: K_{e3}^{\pm}$ $K_{\mu 3}^{\pm}$	1.24×10 ⁻⁸	$\mu^{\pm} + \nu_{\mu}(\overline{\nu}_{\mu})$ $\pi^{0} + e^{\pm} + \nu_{e}(\overline{\nu}_{e})$ $\pi^{0} + \mu^{\pm} + \nu_{\mu}(\overline{\nu}_{\mu})$	63.55 ± 0.11 5.07 ± 0.04 3.35 ± 0.03	857 ГэВ
$K_S^0: K_{Se3}^0$ $K_{S\mu3}^0$	0.90×10 ⁻¹⁰	$\begin{aligned} \pi^{\pm} + e^{\mp} + \overline{\nu}_{e}(\nu_{e}) \\ \pi^{\pm} + \mu^{\mp} + \overline{\nu}_{\mu}(\nu_{\mu}) \end{aligned}$	$(7.04 \pm 0.08) \times 10^{-2}$ $(4.69 \pm 0.05) \times 10^{-2}$	120 ТэВ

K_S^0	$\pi^{+} + \pi^{-}$ $\pi^{\pm} + e^{\mp} + \overline{\nu}_{e} \left(\nu_{e} \right)$	$\pi^{+} + \pi^{-} \qquad (69.20 \pm 0.05)\%$ $\pi^{\pm} + e^{\mp} + \overline{\nu}_{e}(\nu_{e}) \qquad (7.04 \pm 0.09) \times 10^{-4}$	
	$\pi^{\pm} + \mu^{\mp} + \overline{\nu}_{\mu} \left(\nu_{\mu} \right)$	$(4.66 \pm 0.07) \times 10^{-4}$	1.12×10^5
D^{\pm}	$e^{\pm} + v_{e}(\overline{v_{e}}) + $ адроны $\mu^{\pm} + v_{\mu}(\overline{v_{\mu}}) + $ адроны	$(17.2 \pm 1.9)\%$ $(17.41 \pm 1.1)\%$	3.8×10^{7}
D^0	$e^+ + v_e^- + адроны$ $\mu^+ + v_\mu^- + адроны$	$(6.71 \pm 0.29)\%$ $(6.5 \pm 0.7)\%$	9.6×10^{7}
D_{S}^{\pm}	$ au^{\pm} + v_{\tau}(\overline{v_{\tau}})$ $\mu^{+} + v_{\mu}$ $e^{\pm} + v_{e}(\overline{v_{e}}) + $ адроны $l^{+} + v_{l} + $ адроны	$(6.4 \pm 1.5)\%$ $(6.1 \pm 1.9) \cdot 10^{-3}$ $(8^{+6}_{-5})\%$ $(10.8 \pm 0.6)\%$	8.0×10^{7}
Λ_c^+	$e^+ + v_e^- + адроны$ $\mu^+ + v_\mu^- + адроны$	$(4.5 \pm 1.7)\%$ $(2.0 \pm 0.7)\%$	2.4×10^{8}

Относительные вклады мюонных нейтрино





Расчет спектра АН: влияние спектра КЛ и моделей hА-взаимодействий



(ZS) V.I.Zatsepin, N.V.Sokolskaya, A & A. 458 (2006) 1.

(HGm) T.Gaisser, Astropart. 24 (2012) 801. Phys. arXiv:1303.1431.

(BK) D.Bindig, C.Bleve, K.-H.Kampert, 32 ICRC, Beijing, 2011, vol.1, p. 161;

Модели hA-взаимодействий

E_{ν} , GeV	1	2	3	4	5	6	
	Z	ZS: $(\nu_{\mu} + \bar{\nu}_{\mu})$			ZS: $(\nu_e + \bar{\nu}_e)$		
10^{3}	1.70	1.05	1.62	1.48	0.85	1.74	
10^{4}	1.53	1.04	1.47	1.39	0.81	1.72	
10^{5}	1.53	1.10	1.39	1.35	0.95	1.42	
10^{6}	1.79	1.64	1.09	1.48	1.56	0.96	
107	1.85	2.08	0.89	1.45	1.91	0.76	
	HG	HGm: $(\nu_{\mu} + \bar{\nu}_{\mu})$		HGm: $(\nu_e + \bar{\nu}_e)$			
10^{3}	1.59	0.85	1.87	1.45	0.81	1.79	
10^{4}	1.57	1.12	1.40	1.41	0.85	1.65	
10^{5}	1.57	1.27	1.24	1.38	1.01	1.37	
10^{6}	1.63	1.63	1.00	1.37	1.27	1.08	
10^{7}	1.47	1.53	0.96	1.28	1.10	1.17	

- Столбец 1 и 4: SYBILL /QGSJET-II
- Столбец 2 и 5: QGSJET-II/KM
- Столбец 3 и 6: SYBILL/ KM

Атмосферные ν_{μ} : эксперимент

Поток усреднен по всем зенитным углам

При энергии 600 ТэВ, поток нейтрино, полученный для спектра GH, почти в два раза превышает поток для спектра ZS для одной адронной модели

Вблизи 1 ПэВ это расхождение увеличивается до 5 раз



Атмосферные ν_{μ} : эксперимент



- До 1 ПэВ поток мюонных нейтрино для HGm+QGSJET аналогичен потоку для моделей ZS+QGSJET
- поток мюонных нейтрино ZS+ QGSJET-II при 2 ПэВ на одну треть меньше чем поток HGm+QGSJET
- Сравнение с IceCube59 в интервале 180 ГэВ – 36 ТэВ показывает расхождение с HGm+QGSJET

Атмосферные ν_e : эксперимент



Зеленая полоса – лучший фит IceCube:

$$E_{\nu}^{2} \cdot \phi_{\nu} = (2.06 \pm ^{0.35}_{0.26}) \cdot 10^{-8} \left(\frac{E_{\nu}}{10^{5} \,\Gamma \Im B}\right)^{-(0.46 \pm 0.12)}$$

Aarsten M. G. et al. (IceCube Collaboration) Atmospheric and astrophysical neutrinos above 1 TeV interacting in IceCube // Phys. Rev. - 2015. – Vol. D91. –P. 022001.

Атмосферные ν_e : вклады



Атмосферные ν_e : зенитно-угловое усиление



$$E_{K_{L}^{0}}^{\mathrm{kp}}(\theta = 0^{\circ}) = 210 \quad \Gamma_{\mathfrak{F}}\mathbf{B}$$
$$E_{K^{\pm}}^{\mathrm{kp}}(\theta = 0^{\circ}) = 890 \quad \Gamma_{\mathfrak{F}}\mathbf{B}$$

 $E_{K_S^0}^{\kappa p}(\theta = 0^\circ) = 120 \quad \mathbf{T} \mathbf{\overline{9}} \mathbf{B}$

Зарядовое отношение атмосферных нейтрино



- Чувствительность к $\pi^+ / \pi^- K^+ / K^- \pi / K$
- Интенсивность рождения заряженных и нейтральных каонов в адронном каскаде определяет зарядовое отношение АН
- Связь с отношением p/n

не однозначна

Усредненное по зенитному углу



В интервале энергий от 10 ٠ до 100 ТэВ вычисления с использованием моделей QGSJET-II и SIBYLL показывают значения от 17 до 25

 $R_{_{V_\mu/V_e}}(E_v) =$

Влияние полулептонного ٠ распада на флеворное отношение атмосферных нейтрино при 50-100 ТэВ оказывается неожиданно сильным

Honda M. et al. Calculation of atmospheric neutrino flux using the interaction model calibrated with atmospheric muon data // Phys. Rev. – 2007. – Vol. D 75. – P. 043006.

 $\langle \phi_{\nu_{\mu}} +$
Флейворное отношение

IC 2015 (1.7 TeV)

This work reconstruction:

IC 2011, 2013; IC 2015 Δ

1 - HGm+SIBYLL, 2 - HGm+QGSJET-II, 3 - ZS+QGSJET-II; -о-- модель Кимеля-Мохова; черная линия - Honda et. al., 2007

T.S. Sinegovskaya et al. Phys. Rev. D 91, 063011 (2015)

Bartol Aartsen M.G. et al. (IceCube Collaboration). Measurement of the atmospheric ve spectrum with IceCube // Phys. Rev. – 2015. – Vol. D91. – P. 122004.



- **НGm+KM** практически совпадает с результатом расчета Хонды,
- Расхождение для QGSJET II-03 с первичными спектрами космических лучей ZS и H3a, составляет примерно 1.5 раза для энергии 10 ТэВ

Флейворное отношение

Данные IceCube

Aartsen M. G. et al. (IceCube Collaboration). Measurement of the atmospheric v_e flux in IceCube // Phys. Rev. Lett. – 2013. – Vol. 110. – P. 151105.

Aarsten M. G. et al. (IceCube Collaboration) Atmospheric and astrophysical neutrinos above 1 TeV interacting in IceCube // Phys. Rev. – 2015. – Vol. D91. –P. 022001.

Aartsen M.G. et al. (IceCube Collaboration) Development of a general analysis and unfolding scheme and its application to measure the energy spectrum of atmospheric neutrinos with IceCube: IceCube Collaboration // Eur. Phys. J. C. – 2015. – Vol. 75. – P. 116.



Заштрихованная область отражает ошибки эксперимента

$$\delta R_{\nu_{\mu}/\nu_{e}} = R_{\nu_{\mu}/\nu_{e}} \sqrt{\left(\delta \phi_{\nu_{\mu}}/\phi_{\nu_{\mu}}\right)^{2} + \left(\delta \phi_{\nu_{e}}/\phi_{\nu_{e}}\right)^{2}}$$

Флейворное отношение

- При энергиях больше 10 ТэВ
 экспериментальные данные дают меньшее
 флейворное отношение, чем было
 предсказано расчетами.
- Восстановленное значение (точка) флейворного отношения IceCube имеет значительно меньшую степень неопределенности около при энергии 1.7 ТэВ.
- Ширина полосы отражает неопределенность астрофизического потока IceCube, $\pm 0,3 \times 10^{-8}$ ГэВ см⁻² с⁻¹ ср⁻¹
- Поток HGm+QGSJET(2)обычных нейтрино при E~ 50 ТэВ 0,46×10⁻⁸ ГэВ см⁻²с⁻¹ср⁻¹

Поток астрофизических нейтрино в виде фита IceCube(зеленая полоса)



Aartsen M.G. et al. (IceCube Collaboration). Observation of High-Energy Astrophysical Neutrinos in Three Years of IceCube Data // Phys. Rev. Lett. – 2014. –Vol. 113. – P. 101101

 $(\phi_{\nu}(E_{\nu}) = (0.95 \pm 0.3) \cdot 10^{-8} \cdot E_{\nu}^{-2}$

Зенитно-угловое распределение нейтрино



Honda M. et al. Calculation of atmospheric neutrino flux using the interaction model calibrated with atmospheric muon data // Phys. Rev. – 2007. – Vol. D 75. – P. 043006. **Гистограмма.**

ZS=ATIC

 ν_{μ} :HGm+KMиQGSJET-IIсоставляет~6%, а дляQGSJET-II,SIBYLL2.1–15% (с темже спектром). ν_e :это ν_e :этоже различиесоставляетсоответственно30%25%



Влияние моделей первичных спектров и моделей адронных взаимодействий на зенитно-угловое распределение нейтрино становится практически незаметным.

41

Зенитно-угловые распределения атмосферных мюонных (слева) и электронных нейтрино (справа) – сравнение с результатом М.Honda (2007).

Z(E,h) vs MCE_Q



Различие в потоках не превышает 15% при относительно низких энергиях 50– 100 ГэВ и больших зенитных углах



Z(E,h) vs MCE_Q : флейворное отношение



- Линии с номерами 1, 5 и 6 расчеты по Z-факторному методу
- Линии 2, 3 и 4 результат расчета, полученный с применением метода МСЕ₀
- Линии 5 и 6 влияние направления потоков на флейворное отношение

Результаты работы

- Выполнен расчет дифференциальных энергетических спектров атмосферных электронных и мюонных нейтрино, а также мюонов в интервале энергий от 100 ГэВ до 10 ПэВ с использованием Z-факторного метода.
- Результаты расчетов были сопоставлены с данными измерений атмосферных мюонов и нейтрино, полученными с помощью нейтринных телескопов Frejus, AMANDA, IceCube и ANTARES. Рассчитанные спектры нейтрино и мюонов соответствуют данным измерений.
- Новые экспериментальные данные IceCube для энергий больше 500 ТэВ показывают наличие прямых мюонов, что более отчетливо проявляется для зенитных углов θ < 60° на фоне ожидаемого потока обычных атмосферных мюонов.
- Посчитано соотношение $\nu/\overline{\nu}$ для оценки влияния спектра и элементного состава первичных космических лучей, а также моделей адрон-ядерных взаимодействий. Анализ показывает незначительную зависимость от параметризаций спектра первичных космических лучей в интервале от 10 ГэВ до 100 ТэВ. Основной источник неопределенности в расчетах потоков нейтрино с энергиями до 500 ТэВ заключается в различиях между моделями адронядерных взаимодействий, таких как QGSJETII и SIBYLL 2.1.

- Результаты вычислений флейворного отношения атмосферных нейтрино более четко, чем сами потоки атмосферных нейтрино, отражают различия в прогнозах пионов и *К*-мезонов при энергиях менее 500 ТэВ для различных моделей адрон-ядерных взаимодействий.
- Рассчитано спектральное зенитно-угловое усиление дифференциальных потоков атмосферных нейтрино.
- При энергиях более 400 ТэВ редкие полулептонные моды распадов K_s^0 мезонов составляют приблизительно треть всего потока электронных нейтрино и дают вклад около 10% в поток мюонных нейтрино.
- Проведено сравнение характеристик потока атмосферных нейтрино, полученных с использованием двух различных подходов: Z-факторный и метода матричных каскадных уравнений МСЕq.

Спасибо за внимание!

Материалы для семинара и диссертации были получены под руководством Синеговского Сергея Ивановича Автор принимал прямое участие в постановке научных задач, в обсуждениях и интерпретации результатов исследований. Все представленные в работе научные результаты получены автором самостоятельно, либо при его непосредственном участии:

- Выполнен расчет спектров и угловых распределений атмосферных мюонов, мюонных и электронных нейтрино для моделей адрон-ядерных взаимодействий Кимеля-Мохова, QGSJET II, SIBILL 2.1 и нескольких параметризаций энергетического спектра и элементного состава первичных космических лучей (Зацепина-Сокольской, Хилласа-Гайссера) в интервале энергий 100 ГэВ – 10 ПэВ, и проведено сравнение с результатами экспериментальных измерений.
- Исследован вклад полулептонного распада короткоживущего нейтрального каона в потоки атмосферных мюонов и нейтрино.
- Получены спектральные зенитно-угловые распределения нейтрино. Показана чувствительность флейворного отношения нейтрино зенитно-углового отношения атмосферных нейтрино к небольшому изменению флейворного состава.
- Проведено сравнение вычислительной схемы данного исследования с методом МСЕ численного расчета потоков атмосферных лептонов.
- При участии автора выполнен статистический анализ сравнения расчетных спектров нейтрино с результатами измерений.

Список публикаций

- 1. Кочанов А.А., Морозова А. Д., Синеговская Т.С., Синеговский С.И. Характеристики потока нейтрино высоких энергий в атмосфере Земли. Солнечно-земная физика. 2015. Т. 1. № 4. С. 3–10.
- 2. Morozova A.D., Sinegovsky S.I., Sinegovskaya T.S. High-energy neutrino fluxes and flavor ratio in the Earth's atmosphere. Physical Review. 2015. V. 91. № 6. P. 063011
- 3. Morozova A.D., Kochanov A.A., Sinegovsky S.I., Sinegovskaya T.S. Influence of hadronic interaction models on characteristics of the high-energy atmospheric neutrino flux. Journal of Physics: Conference Series. 2017. V. 934. C. 012008.
- 4. Морозова А. Д., Кочанов А.А., Синеговская Т.С., Синеговский С.И. Расчет спектров атмосферных нейтрино высоких энергий и данные измерений в экспериментах IceCube и ANTARES. Изв. РАН. Сер. Физ. 2017. Т. 81. №4. С. 555–558;
- Morozova A.D., Kochanov A.A., Sinegovsky S.I., Sinegovskaya T.S. Calculation of atmospheric high-energy neutrino spectra and measurement data of IceCube and ANTARES experiments. Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. T. 81. № 4. C. 516–519.
- 5. Morozova A.D., Kochanov A.A., Sinegovsky S.I., Sinegovskaya T.S. The comparison of the calculated atmospheric neutrino spectra with the measurements of IceCube and ANTARES experiments. Journal of Physics: Conference Series. 2017. V. 798. № 1. C. 012101.

6. Kochanov A.A., Sinegovsky S.I., Morozova A.D., Sinegovskaya T.S. High-energy atmospheric muon flux calculations in comparison with recent measurements. Journal of Physics: Conference Series. 2019. V. 1181. C. 012054.

7. Кочанов А.А., Морозова А. Д., Синеговская Т.С., Синеговский С.И. Проверка расчетов спектров атмосферных мюонов и нейтрино с использованием новых измерений. Изв. РАН. Сер. Физ. 2019. Т. 83. № 8. С. 1030–1033.

8. Морозова А. Д., Кочанов А.А., Синеговская Т.С., Синеговский С.И. Влияние спектра космических лучей и модели адрон-ядерных взаимодействий на характеристики потоков атмосферных нейтрино высоких энергий. ЯФ. 2019. Т. 82. № 5. С. 411–418.

9. Кочанов А.А., Кузьмин К. С., Морозова А. Д., Синеговская Т.С., Синеговский С.И. Спектры атмосферных нейтрино: статистический анализ сравнения расчета с экспериментом. Изв. РАН. Сер. Физ. 2021. Т.85. №4. С. 570–575.

10. Сороковиков М.Н., Морозова А. Д., Синеговская Т.С., Синеговский С.И. Кросс-энергия и анизотропия потоков «прямых» атмосферных нейтрино и мюонов. Письма в ЭЧАЯ. 2023. Т.20. №1(146). С.19-33

11. Сороковиков М.Н., Морозова, Синеговская Т.С., Синеговский С.И. Спектры и угловые распределения атмосферных нейтрино и мюонов от распада очарованных частиц. Изв. РАН. Сер. Физ. 2024. Т. 88. № 3.

Конференции

Результаты исследований были представлены на 26-м Европейском симпозиуме по космическим лучам; на 34-37-х Всероссийских конференций по космическим лучам (2016, 2018, 2020, 2022 гг.), на Международной конференции «First **International Conference on Applied Sciences and Engineering**» (2019 г.), на Байкальских международных школах по физике элементарных частиц и астрофизике (2014, 2015 гг.), на Международной Байкальской школе по фундаментальной физике (2015 г., 2017 г.), на семинаре кафедры теоретической физики физического факультета ИГУ (2023 г.).

Защищаемые положения

- Полученные результаты расчета дифференциальных энергетических спектров, зенитно-угловых распределений и других характеристик потоков атмосферных нейтрино и мюонов в интервале энергий 100 ГэВ – 10 ПэВ показывают эффективность метода решения уравнений адронного каскада, порожденного космическими лучами в атмосфере Земли.
- Результаты сравнения Z-факторного метода с методом МСЕ_Q численного расчета потоков атмосферных лептонов, демонстрируют их согласованность.

Выполнен анализ результатов эксперимента IceCube основання на:

- а) флейворном отношении атмосферных нейтрино, показывающее высокую чувствительность к малому изменению флейворного состава. Такое изменение обуславливается примесью астрофизических нейтрино или нейтрино, рожденных в распадах очарованных частиц, а также в распадах K⁰_S мезонов при энергиях выше 1 ПэВ;
- b) спектральном зенитно-угловом усилении дифференциальных энергетических спектров атмосферных нейтрино.
- Результаты статистической обработки сравнения расчетов энергетических спектров мюонных и электронных нейтрино с данными экспериментальных измерений установок Frejus, AMANDA-II, ANTARES, IceCube, Super-Kamiokamde демонстрируют адекватность используемого набора моделей адрон-ядерных взаимодействий и параметризаций спектра и элементного состава первичных космических лучей высоких энергий.

Back up

Простая модель нуклонного каскада (1)

<u>Точное решение задачи для простой модели</u>

Прежде·чем·приступать·к·решению·ур.· рассмотрим·следующую· простую·модель·нуклонного·каскада:·¶

1) степенной спектр первичных космических лучей: $N^{\pm}(E,0) = F_0^{\pm} (E/1\Gamma \Im B)^{-(\gamma+1)}$, где $F_0^{\pm} = \text{const}$; ¶

2) · сечения · рождения · нуклонов · подчиняются · фейнмановскому · скейлингу, ··· т. · е. · $(E/\sigma_{ab}^{in})d\sigma_{ab}(E_0, E)/dE = w(x)$ · зависит · только · от · отношения · энергий ··· вторичной · и · первичной · частиц · $x = E/E_0$; ·¶

3) полное сечение неупругого нуклон-ядерного взаимодействия не зависит от энергии $\sigma_{NA}^{\text{in}} = \sigma_{NA}^{0} = \text{const}$, т. е. пробег $\lambda_{N} = A/(N_{A}\sigma_{NA}^{0}) = \lambda_{N}^{0}$ не зависит от E. ¶

Нуклонный каскад в простой модели (4)

Используя оценки момента $\langle x^{\gamma-1} \rangle$ и логарифмического момента , приближенное выражения для $\mathcal{Z}_{NN}^{\pm(1)}$ можно записать в виде $\mathcal{Z}_{NN}^{\pm(1)}(E,h) \approx \frac{\lambda_N(E)}{\lambda_N^0} z_{NN}^{\pm} [1 - h/(44\lambda_N^0)].$ (16)

Итак, в случае логарифмически растущего с энергией сечения неупругого нуклонядерного взаимодействия $\sigma_{NA}^{in}(E)$ величина Z_{NN}^{\pm} является функцией двух переменных - энергии и глубины. Для глубин $h \ll (2\lambda_N^0/\beta_N)(z_{NN}^{\pm}/\zeta_{NN}^{\pm})$ (т.е. для $h \ll 44\lambda_N^0$) можно пренебречь зависимостью Z-факторной функции от h:

$$\mathcal{Z}_{NN}^{\pm(1)}(E) \approx \frac{\lambda_N(E)}{\lambda_N^0} z_{NN}^{\pm}, \qquad N^{\pm}(E,h) \approx N_0 E^{-(\gamma+1)} \exp\left[-h\left(\frac{1}{\lambda_N(E)} - \frac{z_{NN}^{\pm}(\gamma)}{\lambda_N^0}\right)\right]. \tag{17}$$

Если в рассматриваемои модели считать пробеги нуклонов постоянными, то решение

задачи является точным:

$$N^{\pm}(E,h) = N_0 E^{-(\gamma+1)} \exp\left[-\frac{h(1-z_{NN}^{\pm}(\gamma))}{\lambda_N^0}\right].$$

Это видно из
 $\mathcal{Z}_{NN}^{\pm(1)}(E,h) = \frac{\lambda_N(E)}{h\lambda_N^0} \int_0^h dt \int_0^1 dx w_{NN}^{\pm}(x) x^{\gamma-1} \exp\left[t\frac{\beta_N}{\lambda_N^0}\ln x\right],$
в котором теперь нужно положить $\beta_N = 0.$
 $z_{NN}^{\pm}(\gamma) \equiv \langle x^{\gamma-1} \rangle = \int_0^1 dx w_{NN}^{\pm}(x) x^{\gamma-1},$
(18)



Z_{NN} (E,h) GH + KM

Z_{NN}(*E*, *h*)-функции появляются как результат решений ур. нуклонного каскада: найти решение уравнений нуклонного каскада - это и означает вычислить эти функции.

Z_{NN} (E,h) ZS + hA модель

58

Простая модель нуклонного каскада (2)

Простая модель нуклонного каскада (3)

Ограничиваясь для малых глубин третьим членом разложения экспоненты под интегралом (10), получим

$$\mathcal{Z}_{NN}^{\pm(1)}(E,h) \approx \frac{\lambda_N(E)}{\lambda_N^0} \left[z_{NN}^{\pm}(\gamma) - \frac{\beta_N h}{2\lambda_N^0} \zeta_{NN}^{\pm}(\gamma) \right], \tag{12}$$

где z_{NN}^{\pm} – момент,
а ζ_{NN}^{\pm} – логарифмический момент инклюзивного распределения
 $w_{NN}^{\pm}(x)$:

$$z_{NN}^{\pm}(\gamma) \equiv \langle x^{\gamma-1} \rangle = \int_0^1 dx w_{NN}^{\pm}(x) x^{\gamma-1}, \qquad (13)$$

$$\zeta_{NN}^{\pm}(\gamma) \equiv \langle x^{\gamma-1}(-\ln x) \rangle = \int_0^1 dx w_{NN}^{\pm}(x) x^{\gamma-1}(-\ln x).$$
(14)

Таким образом, в первом приближении этой модели спектр нуклонов дается выражением

$$N^{\pm}(E,h) = N_0 E^{-(\gamma+1)} \exp\left[-\frac{h(1-\mathcal{Z}_{NN}^{\pm(1)}(E,h))}{\lambda_N(E)}\right].$$
 (15)

$$\begin{aligned} \pi^{-\mathbf{Me3OHHbi}\check{\mathbf{M}}} \mathbf{Kackad} (1) & \lambda_{\pi}(E) = [N_{0}\sigma_{\pi A}^{in}(E)]^{-1} & N_{0} = N_{a}/A \\ \frac{\partial \pi^{\pm}(E, h, \vartheta)}{\partial h} = -\frac{\pi^{\pm}(E, h, \vartheta)}{\lambda_{\pi}(E)} - \frac{m_{\pi}\pi^{\pm}(E, h, \vartheta)}{p\tau_{\pi}\rho(h, \vartheta)} + \\ & + \sum_{i} G_{i\pi^{\pm}}^{int}(E, h, \vartheta) + \sum_{K} G_{K\pi^{\pm}}^{dec}(E, h, \vartheta) + \\ & + \frac{1}{\lambda_{\pi}(E)} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sigma_{\pi A}^{in}(E)} \frac{d\sigma_{\pi^{\pm}\pi^{\pm}}(E_{0}, E)}{dE} \times \pi^{\pm}(E_{0}, h, \vartheta) dE_{0} + \\ & + \frac{1}{\lambda_{\pi}(E)} \int_{E_{\pi}^{min}}^{\infty} \frac{1}{\sigma_{\pi A}^{in}(E)} \times \frac{d\sigma_{\pi^{\mp}\pi^{\pm}}(E_{0}, E)}{dE} \pi^{\mp}(E_{0}, h, \vartheta) dE_{0}. \end{aligned}$$

$$E_{ij}^{min} = \frac{(m_{N}E_{j} - \Delta_{ij})(E_{j} - m_{N} + p\sqrt{d_{ij}})}{2m_{N}E_{j} - m_{N}^{2} - m_{j}^{2}}, \qquad \Delta_{ij} = \frac{m_{i}^{2} + m_{N}^{2} + m_{j}^{2} - s_{X}^{min}}{2}, \\ d_{ij} = 1 + \frac{m_{i}^{2}(2m_{N}E_{j} - m_{N}^{2} - m_{j}^{2})}{(m_{N}E_{j} - \Delta_{ij})^{2}} \qquad s_{X}^{min} = 2m_{N}^{2}, \quad p(n) \to \pi^{+}(\pi^{-}); \\ s_{X}^{min} = m_{N}^{2}, \quad \pi^{\pm} \to \pi^{\pm}; \qquad s_{X}^{min} = (m_{N} + 2m_{\pi})^{2}, \quad \pi^{\pm} \to \pi^{\mp}. \end{aligned}$$

π-мезонный каскад (2)

$$\begin{split} G_{i\pi^{\pm}}^{int}(E,h,\vartheta) &= \frac{1}{\lambda_{N}(E)} \int_{E_{i}^{min}}^{\infty} \frac{1}{\sigma_{iA}^{in}(E)} \times \frac{d\sigma_{i\pi^{\pm}}(E_{0},E)}{dE} D_{i}(E_{0},h,\vartheta) dE_{0}, \\ G_{K\pi^{\pm}}^{dec}(E,h,\vartheta) &= B(K_{2\pi}) \frac{m_{K}}{\tau_{K}\rho(h,\vartheta)} \times \sum_{\substack{i=p,p\\ F_{2\pi}^{min}}}^{E_{K_{2\pi}}^{max}} \frac{dE_{0}}{p_{0}^{2}} F_{K_{2\pi}}^{\pi}(E_{0},E) K(E_{0},h,\vartheta) + B(K_{\ell_{3}}^{0}) \times \\ E_{K_{2\pi}}^{\pm(\pi)} &= \frac{1}{2m_{\pi_{1}}^{2}} \left\{ (m_{K}^{2} + m_{\pi_{1}}^{2} - m_{\pi_{2}}^{2}) E^{\pm} \\ \pm p\sqrt{(m_{K}^{2} + m_{\pi_{1}}^{2} - m_{\pi_{2}}^{2})^{2} - 4m_{K}^{2}m_{\pi_{1}}^{2}}} \right\}, \\ &\times \frac{m_{K}}{\tau_{K}\rho(h,\vartheta)} \int_{E_{K_{\ell_{3}}}^{min}}^{E_{K_{\ell_{3}}}^{max}} \frac{dE_{0}}{p_{0}^{2}} F_{K_{\ell_{3}}}^{\pi}(E_{0},E) K^{0}(E_{0},h,\vartheta). \\ &E_{K_{\ell_{3}}}^{\pm(\pi)} &= \frac{1}{2m_{\pi}^{2}} \left\{ (m_{K}^{2} + m_{\pi}^{2} - m_{\ell}^{2}) E^{\pm} \right\} \\ &\times \frac{m_{K}}{\tau_{K}\rho(h,\vartheta)} \int_{E_{K_{\ell_{3}}}^{min}}^{E_{K_{\ell_{3}}}^{max}} \frac{dE_{0}}{p_{0}^{2}} F_{K_{\ell_{3}}}^{\pi}(E_{0},E) K^{0}(E_{0},h,\vartheta). \\ &E_{K_{\ell_{3}}}^{\pm(\pi)} &= \frac{1}{2m_{\pi}^{2}} \left\{ (m_{K}^{2} + m_{\pi}^{2} - m_{\ell}^{2}) E^{\pm} \right\} \\ &\quad C \text{ Ick transhuse dynkting vactures } j \text{ Modes } \mathcal{M} \\ &\pm p\sqrt{(m_{K}^{2} + m_{\pi}^{2} - m_{\ell}^{2})^{2} - 4m_{K}^{2}m_{\pi}^{2}} \right\}. \\ &K \to \pi_{1}\pi_{2} \qquad F_{K_{\ell_{3}}}^{\pi_{1}} &= \left[\left(1 + \frac{m_{\pi_{1}}^{2}}{m_{K}^{2}} - \frac{m_{\pi_{2}}^{2}}{m_{K}^{2}} \right)^{2} - \frac{4m_{\pi_{1}}^{2}}{m_{K}^{2}}} \right]^{-1/2} \\ &K_{L}^{0} \to \pi^{\pm} + \ell^{\mp} + \nu_{\ell} \ (\ell = e, \mu) \qquad F_{K_{\ell_{3}}}^{\pi_{0}}(E_{0}, E) \right] \\ &= \frac{BA.Haymos \ \mu \text{ p. EUD}\Phi-1998.} \\ \\ &\qquad W (Y, 1998, c. 211 \end{array}$$

16.06.2025

62

К-мезонный каскад

$$\begin{split} \frac{\partial K(E,h,\vartheta)}{\partial h} &= -\frac{K(E,h,\vartheta)}{\lambda_K(E)} - \frac{m_K K(E,h,\vartheta)}{p\tau_K \rho(h,\vartheta)} + \sum_{i=p,n,\pi} G_{iK}(E,h,\vartheta) + \\ &+ \frac{1}{\lambda_K(E)} \int_{E_{KK}^{min}}^{\infty} \frac{1}{\sigma_{KA}^{in}(E)} \times \frac{d\sigma_{KK}(E_0,E)}{dE} K(E_0,h,\vartheta) \, dE_0. \end{split}$$

$$G_{iK}(E,h,\vartheta) &= \frac{1}{\lambda_i(E)} \int_{E_{NK}^{min}}^{\infty} \frac{1}{\sigma_{iA}^{in}(E)} \frac{d\sigma_{iK}(E_0,E)}{dE} \times D_i(E_0,h,\vartheta) \, dE_0 \; . \end{split}$$

Космические лучи

Космические лучи представляют собой потоки частиц высокой энергии, в основном протонов, рождённых и ускоренных в объектах космического пространства.

Интенсивность космических лучей с энергией выше 1 ГэВ, из-

меренная за пределами атмосферы Земли в период минимума

солнечной активности, составляет Ј ~ 0,23 см-2 с-1 ср-1.

Энергия космических частиц заключена в широком диапазоне от 10^6 до 10^21 эВ. Важнейшими характеристиками космического излучения являются его химический состав и энергетический спектр.

$$J(E_0)\mathrm{d}E_0 = AE_0^{-\gamma}\mathrm{d}E_0$$

Уравнения для нуклонной компоненты ШАЛ (1)

$$a + A \rightarrow b + X$$

$$(a = p, n; b = p, n)$$

$$\frac{d\sigma_{ab}(E_0, E)}{dE} = 2\pi \int_{0}^{p_T^{max}} \frac{p_T}{p_L} \left(E \frac{d^3 \sigma_{ab}}{d^3 p} \right) dp_T,$$

$$\ell = \frac{1}{n\sigma_{NA}^{in}(E)} \longrightarrow \lambda_N(E) = \rho \ell = nm_N \ell = \frac{m_N}{\sigma_{NA}^{in}(E)} = \frac{A}{N_A \sigma_{NA}^{in}(E)} = \frac{1}{N_0 \sigma_{NA}^{in}(E)}.$$

$$\lambda_N(E) = 1/(N_0 \sigma_{NA}^{in}) \qquad (N_0 = N_A / A)$$

$$\frac{\partial p(E, h)}{\partial h} = -\frac{p(E, h)}{\lambda_N(E)} + \frac{1}{\lambda_N(E)} \int_{E}^{\infty} \frac{1}{\sigma_{NA}^{in}(E)} \frac{d\sigma_{pp}(E_0, E)}{dE} p(E_0, h) dE_0 + \frac{1}{\lambda_N(E)} \int_{E}^{\infty} \frac{1}{\sigma_{NA}^{in}(E)} \frac{d\sigma_{pp}(E_0, E)}{dE} p(E_0, h) dE_0 + \frac{1}{\lambda_N(E)} \int_{E}^{\infty} \frac{1}{\sigma_{NA}^{in}(E)} \frac{d\sigma_{pp}(E_0, E)}{dE} p(E_0, h) dE_0 + \frac{1}{\lambda_N(E)} \int_{E}^{\infty} \frac{1}{\sigma_{NA}^{in}(E)} \frac{d\sigma_{pp}(E_0, E)}{dE} p(E_0, h) dE_0 + \frac{1}{\lambda_N(E)} \int_{E}^{\infty} \frac{1}{\sigma_{NA}^{in}(E)} \frac{d\sigma_{pp}(E_0, E)}{dE} p(E_0, h) dE_0 + \frac{1}{\lambda_N(E)} \int_{E}^{\infty} \frac{1}{\sigma_{NA}^{in}(E)} \frac{d\sigma_{pp}(E_0, E)}{dE} p(E_0, h) dE_0 + \frac{1}{\lambda_N(E)} \int_{E}^{\infty} \frac{1}{\sigma_{NA}^{in}(E)} \frac{d\sigma_{pp}(E_0, E)}{dE} p(E_0, h) dE_0 + \frac{1}{\lambda_N(E)} \int_{E}^{\infty} \frac{1}{\sigma_{NA}^{in}(E)} \frac{d\sigma_{pp}(E_0, E)}{dE} p(E_0, h) dE_0 + \frac{1}{\lambda_N(E)} \int_{E}^{\infty} \frac{1}{\sigma_{NA}^{in}(E)} \frac{d\sigma_{pp}(E_0, E)}{dE} p(E_0, h) dE_0 + \frac{1}{\lambda_N(E)} \int_{E}^{\infty} \frac{1}{\sigma_{NA}^{in}(E)} \frac{1}{$$

$$\frac{\partial p(E,h)}{\partial h} = -\frac{p(E,h)}{\lambda_{N}(E)} + \frac{1}{\lambda_{N}(E)} \int_{E}^{\infty} \frac{1}{\sigma_{NA}^{in}(E)} \frac{d\sigma_{pp}(E_{0},E)}{dE} p(E_{0},h)dE_{0} + \frac{1}{\lambda_{N}(E)} \int_{E}^{\infty} \frac{1}{\sigma_{NA}^{in}(E)} \frac{d\sigma_{np}(E_{0},E)}{dE} n(E_{0},h)dE_{0}.$$
(1)
$$\frac{\partial n(E,h)}{\partial h} = -\frac{n(E,h)}{\lambda_{N}(E)} + \frac{1}{\lambda_{N}(E)} \int_{E}^{\infty} \frac{1}{\sigma_{NA}^{in}(E)} \frac{d\sigma_{nn}(E_{0},E)}{dE} n(E_{0},h)dE_{0} + \frac{1}{\lambda_{N}(E)} \int_{E}^{\infty} \frac{1}{\sigma_{NA}^{in}(E)} \frac{d\sigma_{nn}(E_{0},E)}{dE} n(E_{0},h)dE_{0} + \frac{1}{\lambda_{N}(E)} \int_{E}^{\infty} \frac{1}{\sigma_{NA}^{in}(E)} \frac{d\sigma_{nn}(E_{0},E)}{dE} n(E_{0},h)dE_{0},$$



В более точных расчетах используют измерения профиля реальной атмосферы

Астрофизические нейтрино и проблема фона атмосферных нейтрино и мюонов

- Главное событие в нейтринной астрофизике последних нескольких лет - детектирование событий от астрофизических нейтрино высоких энергий в эксперименте IceCube
- Атмосферные нейтрино и мюоны являются фоном к подобным событиям, и его необходимо знать
- Наибольшая неопределенность расчета фона атмосферных нейтрино при энергиях выше 200 ТэВ обусловлена вкладом процессов рождения и распада странных частиц $K^{\pm}, K^{0}, \overline{K}^{0}$ и очарованных частиц





All particle spectrum as measured by ground based arrays

Нейтрино от блазара TXS 0506+056

Блазар (BL Lacertae object) - из класса внегалактических активных галактических ядер (AGN), генерирующих интенсивное переменное нетепловое излучение в релятивистских струях.

- 22 сент. 2017 ІсеСиbе зарегистрировал событие высокой энергии от нейтрино в направлении на блазар ТХЅ 0506+056 в момент гамма-вспышки. Позднее соытие было подтверждено архивными данными ІсеСиbe - избыток ВЭ нейтринных событий над фоном атм. нейтрино в интервале сент. 2014 - март 2015
- свидетельство в пользу потока нейтрино в направлении блазара ТХЅ 0506+056 - на уровне значимости 3.5 σ
- подтверждает гипотезу, что блазар ТХS 0506+056 источник космических лучей ВЭ

TXS 0506+056 - пример объекта многоканальной астрономии.



arXiv:1701.03731v1

Primary cosmic ray spectra



p. He spectra with balloon, satellite and ground-based measurements. red curcles: ATIC-2, A.D. Panov et al., Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 71, 494 (2007); astro-ph/0612377 Solid curve: Zatsepin & Sokolskava, A & A 458, 1 (2006); Astron. Lett. 33, 25 (2007); dashed: the spectrum by Gaiser, Honda, Lipari, and Stanev, Proc. 27th ICRC, Hamburg, 2001, vol. 1, 1643; Gaisser & Honda, Annu. p. Nucl. Part. Sci. 52, 153 Rev. (2002);

dotted: Bererzhko & Völk,

Astrophys. J. Lett. 661 (2007) L175
Исследование механизмов генерации мюонов и нейтрино космических лучей имеет многолетнюю историю. Первые оценки их потоков были сделаны еще в начале 60х, в работах Грейзена [Greisen60] и Маркова и Железных [Markov61]. После классического исследования Зацепина и Кузьмина [Zats60, Zats61] расчеты спектров и зенитно-угловых распределений мюонов и нейтрино неоднократно уточнялись и детализировались многими авторами [Amineva75, Volkova79, Volkova80, Волкова и Зацепина 2001 Dar83, Mitsui86, Bugaev86, Буткевич, Деденко, Железных88, Lipari93, Agrawal96, Bugaev98,] (см. также работы, цитируемые в [наши работы]) (Закончить нашими работами и работами А Федынича 2018-2022).

Флейворное отношение

• IC 2015 (1.7 TeV)

This work reconstruction:

△ IC 2011, 2013; ▲ IC 2015

- 1 HGm+SIBYLL,
- 2 HGm+QGSJET-II,
- 3 ZS+QGSJET-II;

-о-- модель Кимеля-Мохова; черная линия - Honda et. al., 2007

T.S. Sinegovskaya et al. Phys. Rev. D 91, 063011 (2015)

$$(\phi_{\nu}(E_{\nu}) = (0.95 \pm 0.3) \cdot 10^{-8} \cdot E_{\nu}^{-2}$$

Enberg R., Reno M. H., Sarcevic I. The spectrum and flavor composition of the astrophysical neutrinos in IceCube // Phys. Rev. – 2008. – Vol. D78. – P. 043005).



Mena O., Palomares-Ruiz S., Vincent A. C. Flavor Composition of the High-Energy Neutrino Events in IceCube // Phys. Rev. Lett. – 2014. – Vol. 113. –P. 091103.

Hadronic interaction models



Модели

- Kimel & Mokhov model (KM): A.N. Kalinovsky, N.V. Mokhov, Yu.P. Nikitin, Passage of high-energy particles through matter, AIP, NY, 1989
- SIBYLL 2.1: R.S. Fletcher, T.K.
 Gaisser, P. Lipari, T. Stanev, Phys. Rev. D
 50 (1994) 5710; R. Engel, T. K. Gaisser,
 P. Lipari, T. Stanev, Proc. 26th ICRC,
 1999, vol. 1, p. 415; E.-J. Ahn et al. Phys.
 Rev. D 80 (2009) 094003
- QGSJET-II: N.N. Kalmykov,
 S.S. Ostapchenko, A. I. Pavlov,, Nucl.
 Phys. B (Proc. Suppl.) 52 (1997) 17;
 S. S. Ostapchenko, Nucl. Phys. B (Proc.
 Suppl.) 151 (2006) 143; Phys. Rev. D 74 (2006) 014026

Обновленные модели (post-LHC): SIBYLL 2.3c, QQGSJET II-04, EPOS LHC, DPMJET III ...

Hadronic Interactions and Air Showers

T. Pierog's talk in May 2018@ ISVEHCRI

Post-LHC models still can NOT reproduce EAS data consistently but some solutions are under study. Remaining uncertainties linked to model limitations and lack of (light) nuclear target.

- DPMJETIII.17-1 by S. Roesler, <u>A. Fedynitch</u>, R. Engel and J. Ranft
- EPOS (1.99/LHC) (from VENUS/NEXUS before) by H.J. Drescher, F. Liu, <u>T. Pierog</u> and K.Werner.
- QGSJET (01/II-03/II-04/III) by <u>S. Ostapchenko</u> (starting with N. Kalmykov)
- Sibyll (2.1/2.3c) by E-J Ahn, R. Engel, R.S. Fletcher, T.K. Gaisser, P. Lipari, <u>F. Riehn</u>, T. Stanev
 SIBYLL 2.3d
 PRD 102, 063002 (2020)

EPOS = Energy conserving mechanical multiple scattering approach, based on Partons (parton ladders), Off-shell remnants and Splitting of parton ladders

Модели адронных взаимодействий

• Модель Кимеля-Мохова

Исходя из ускорительных данных при энергиях до 1,5 ТэВ, параметризация КМ подчиняется фейнмановскому скейлингу и может быть справедлива для более высоких энергий. Эта модель включена в программный код Монте-Карло MARS [82] и эффективно применяется в работах [15, 65, 83–88] для проведения расчетов адронных каскадов и потоков вторичных частиц, включая расчеты потоков мюонов и нейтрино.

15 Gaisser T. K. et al. Comparison of atmospheric neutrino flux calculations at low energies // Phys. Rev. - 1996. - Vol. D54. - P. 5578-5584. - arXiv: hep-ph/9608253.

65 Наумов В. А., Синеговская Т.С. Элементарный метод решения уравнений переноса нуклонов космических лучей в атмосфере // ЯФ. – 2000.– Т. 63, № 11.– С. 2020–2028

82 Mokhov N. MARS code developments, benchmarking and applications // J. Nucl. Sci. Tech. - 2000. - Vol. S1. - Pp. 167-171.

83 Naumov V. A., Sinegovskaya T. S. Atmospheric proton and neutron spectra at energies above 1-GeV // Proc. of 27th ICRC. Hamburg, Germany. - 2001. - Vol. 1. - P. 4173. - arXiv: hep-ph/0106015.

84 Fiorentini G., Naumov V. A., Villante F. L. Atmospheric neutrino flux and muon data. - 2001. - arXiv: hep-ph/0106014.

85Fiorentini G., Naumov V. A., Villante F. L. Atmospheric neutrino flux supported by recent muon experiments // Phys. Lett. - 2001. - Vol. B510. - Pp. 173-188. - arXiv: hep-ph/0103322.

86. Derome L. et al. Parameterization of inclusive double differential cross section for secondary particle production in the atmosphere // Proc. of the 29th ICRC. Mumbai, India. – 2005. – Vol. 9. – P. 13.

87. Derome L. Simulation of neutrino and charged particle production and propagation in the atmosphere // Phys. Rev. - 2006. - Vol. D74. - Pp. 105002. - arXiv: astro-ph/0607619.

88. Bonesini M., Guglielmi A. Hadroproduction experiments for precise neutrino beam calculations // Phys. Rept. - 2006. - Vol. 433. - Pp. 65-126.

Модели адронных взаимодействий

QGSJET (Quark Gluon String model with JETs)

Семейство моделей QGSJET опирались и основываются на феноменологической теории Редже-Грибова (ТРГ). Данная теория описывает множественные процессы рассеяния в виде суперпозиции микроскопических каскадов партонов, представленных как обмен виртуальными частицами – померонами. В расчетах будет использоваться версия этой модели QGSJET II-03.

Ostapchenko S. QGSJET-II: Results for extensive air showers // Nucl. Phys. Proc. Suppl. – 2006. – Vol. 151. – Pp. 147–150. – arXiv: astro-ph/0412591.

Ostapchenko S. Hadronic interactions at cosmic ray energies // Nucl. Phys. B, Proc. Suppl. - 2008. - Vol. 175-176. - Pp. 73-80. - arXiv: hep-ph/0612068.

• **SIBYLL 2.1**

В этой модели адронное взаимодействие рассматривается как комбинация мягких соударений, в которых рожаются две струны, и нескольких пар мини-струй, приводящих к дополнительным цветным струнам с большими поперечными импульсам на концах [99, 100]. Недавнее обновление модели связывает рост сечений не только с рождением жестких министруй, но учитывает и вклад множественного образования струн в мягких соударениях, также ведущий к росту сечений. Вклад мягкой компоненты почти не зависит от энергии. Обновленная модель дает лучшее согласие с экспериментом.

Fletcher R.S., Gaisser T.K., Lipari P., Stanev T. et al. SIBYLL: An Event generator for simulation of high-energy cosmic ray cascades // Phys. Rev. - 1994. - Vol. D50. - Pp. 5710-5731.

Engel R. et al. Air shower calculations with the new version of SIBYLL // Proc. of 26th ICRC. Salt Lake City, Utah. – 1999. – Vol. 1. – P. 415.

99. Andersson B., Gustafson, G., Ingelman G., Sjostrand T. Parton fragmentation and string dynamics // Phys. Rept. – 1983. – Vol. 97. – P. 31.

100. Sjostrand Torbjorn, Bengtsson Mats. The Lund Monte Carlo for jet fragmentation and e⁺ e⁻ physics. Jetset version 6.3: An update // Comput. Phys. Commun. – 1987. – Vol. 43. – P. 367-379. 16.06.2025

Мюоны



Werner K., Pierog T. Extended air shower simulations based on EPOS // AIP Conf. Proc. - 2007. - Vol. 928. - Pp. 111-117. - arXiv: astro-ph/0707.3330.

Pierog T., Werner K. The hadronic interaction model EPOS and air shower simulations: new results on muon production // Proc. of 30th ICRC. Merida, Mexico. - 2007. - Vol. HE1.6. -P. 0905.

Werner K. The hadronic interaction model EPOS // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). - 2008. - Vol. 175-176. - Pp. 81-87.

• EPOS 1.61

Изначально модель EPOS создавалась с целью интерпретации результатов взаимодействий тяжелых ионов, полученных на коллайдере RHIC. Сегодня эта модель эффективно встроена в программные пакеты CORSIKA и CONEX, которые используются для анализа ШАЛ.

ЕРОЅ – это квантово-механическая модель, основанная на партонах и струнах. Такой подход обеспечивает согласованность в расчетах сечений взаимодействия и рождения новых частиц с учетом закона сохранения энергии. Одним из преимуществ этой модели является строгое описание последствий столкновения налетающего адрона и мишени. Это позволяет достичь высокой точности в описании рождения $N\overline{N}$ - пар в *pp*-взаимодействиях при энергии 158 ГэВ в ЦЕРН.

В модели также учтены ядерные эффекты, включая эффект Кронина, который приводит к уширению по поперечному импульсу спектра вторичных частиц, а также партонное насыщение и экранирование. К тому же модель учитывает эффекты, связанные с высокими плотностями партонов, которые при высоких энергиях приводят к коллективному характеру взаимодействий в столкновениях тяжелых ионов.

Расчет спектров атмосферных нейтрино

Точно также рассматриваются уравнения мезон-нуклонного каскада, решением которого являются потоки пионов $\pi^{\pm}(E, h, \theta)$, заряженных $K^{\pm}(E, h, \theta)$ и нейтральных $K^{0}(E, h, \theta)$, $\overline{K}^{0}(E, h, \theta)$ каонов на любой глубине атмосферы для всех зенитных углов (см. [29, 30]). Эти спектры входят в уравнения каскада как источники нейтрино, определяя функции генерации атмосферных нейтрино. Уравнения генерации и переноса в атмосфере нейтрино ($v = v_{e}, \overline{v}_{e}, v_{\mu}, \overline{v}_{\mu}$) в одномерном приближении записываются следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial h} \Phi_{\nu}(E,h,\theta) = G_{\nu}^{\pi,K}(E,h,\theta) + G_{\nu}^{D,\Lambda}(E,h,\theta) + G_{\nu}^{\mu}(E,h,\theta) ,$$

где $G_{\nu}^{\pi,K}$, $G_{\nu}^{D,\Lambda}$ – функции генерации нейтрино в распадах π, K - мезонов, D, Λ_c – частиц и мюонов ($G_{\nu}^{D,\Lambda}$ – источник «прямых» нейтрино); $G_{\nu}^{\mu}(E,h,\theta)$ – функция генерации нейтрино от распадов мюонов.

16.06.2025

Потоки атмосферных нейтрино

Интегрирование уравнения дает дифференциальный энергетический спектр нейтрино на глубине *h* вблизи направления под зенитным углом *θ*:

$$\begin{split} \Phi_{\nu}(E,h,\theta) &= \int_{0}^{h} [G_{\nu}^{\pi,K}(E,t,\theta) + G_{\nu}^{D,\Lambda}(E,t,\theta) + G_{\nu}^{\mu}(E,t,\theta)] dt, \\ G_{\nu_{\mu}(\overline{\nu}_{\mu})}^{\pi,K}(E,h,\theta) &= \sum_{M=\pi^{\pm},K^{\pm}} B(M_{\mu2}) \frac{m_{M}}{\tau_{M}\rho(h,\theta)} \int_{E_{M\mu2}^{\min}}^{\infty} \frac{dE_{0}}{p_{0}^{2}} F_{\nu}^{M_{\mu2}}(E_{0},E) M(E_{0},h,\theta) + \\ &+ \sum_{K=K^{\pm},K_{L}^{0},K_{S}^{0}} B(K_{\mu3}) \frac{m_{K}}{\tau_{K}\rho(h,\theta)} \int_{E_{M\mu3}^{\min}}^{\infty} \frac{dE_{0}}{p_{0}^{2}} F_{\nu}^{K_{\mu3}}(E_{0},E) K(E_{0},h,\theta), \\ G_{\nu_{\mu}(\overline{\nu}_{\mu})}^{D,\Lambda}(E,h,\theta) &= \sum_{D=D^{\pm},D^{0},\overline{D}^{0},D_{s}^{\pm},\Lambda_{c}^{\pm}} B(D_{\mu k}) \frac{m_{D}}{\tau_{D}\rho(h,\theta)} \int_{E_{D\mu k}^{\min}}^{\infty} \frac{dE_{0}}{p_{0}^{2}} F_{\nu}^{D,\mu k}(E_{0},E) D(E_{0},h,\theta) \,. \end{split}$$

 $(f \to \mu + \nu_{\mu} + X).$

вероятность k-частичного распада частицы $f(f = \pi^{\pm}, K^{\pm}, K_{L}^{0}, K_{S}^{0}, D^{\pm}, D^{0}, \overline{D}^{0}, \Lambda_{c}^{+}),$ Здесь $\rho(h, \theta)$ – профиль плотности атмосферы, $B(f_{\mu k})$ – относительная распадающейся на лептонную пару $\mu^{+} v_{\mu} (\mu^{-} \overline{v}_{\mu})$ и адроны, $p_{0} = (E_{0}^{2} - m_{f}^{2})^{1/2}$ импульс первичной частицы, τ_{f} – время жизни первичной частицы в системе

покоя, $f(E_0,h,\theta)$ – дифференциальный энергетический спектр f, $F_{\nu}^{f_{\mu k}}(E_0,E)$ –

дифференциальный энергетический спектр нейтрино в данном распаде 16.06.2025

Решение уравнения переноса мюонов КЛ

Сначала решим однородное ур. без учета распада
$$\mu(E,h) = \mu_0(\varepsilon(E,h)) \frac{\beta_\mu(\varepsilon)}{\beta_\mu(E)},$$

где $\mathcal{E}(E,h)$ – корень уравнения $\int_E^{\varepsilon} \frac{dE}{\beta_\mu(E)} = h$
 $= 0, \quad \varepsilon(E,h)$ энергия на уровне t=0 мюона, пришедшего на уровень h с
энергией E
 $t, \quad \varepsilon(E,h-t) =$ энергия на уровне t мюона, пришедшего на уровень
h с энергией E
 $t = h, \quad \varepsilon(E,h-h) \equiv E -$ энергия мюона, на уровне h: мюон потерял в слое
 $\Delta E = \varepsilon(E,h) - E$
Учет распада дает $\mu_1(E,h) = \mu_0(\varepsilon(E,h)) \frac{\beta_\mu(\varepsilon(E,h))}{\beta_\mu(E)} \exp[-\int_0^h dt\sigma(\varepsilon(E,t),h-t)], \sigma(E,h) = E_\mu^{cr}/(hE)$
А частное решение неоднородного уравнения по стандартной схеме даст

$$\mu_2(E,h) = \int_0^h dt \frac{\beta_\mu(\varepsilon(E,t))}{\beta_\mu(E)} \exp\left[-\int_t^h dt \sigma(\varepsilon(E,h-t),t)\right] G_\mu^{\pi,K}(\varepsilon(E,t),h-t)$$

 $E_{\mu}^{cr}(\vartheta) \approx 1.03 \, \Gamma \Im B/\cos \vartheta$

Здесь $B(M_{\mu 2})$ и $B(K_{\mu 3})$ — относительные вероятности $\pi_{\mu 2}$ -, $K_{\mu 2}$ - и $K_{\mu 3}$ -распадов, $F_{M_{\mu 2}}^{\mu}$ и $F_{K_{\mu 3}}^{\mu}$ — мюонные спектральные функции (спектры мюонов в распадах), $M(E_0, h, \vartheta)$ — потоки π^{\pm} , K^{\pm} -мезонов, а $K(E_0, h, \vartheta)$ — потоки K^{\pm} , K^0 . В случае двухчастичных распадов мезонов $F_{M_{\mu 2}}^{\mu} = (1 - m_{\mu}^2/m_M^2)^{-1}$. Явный вид спектральных функций для трехчастичных (полулептонных) мод распада каонов представлен в работе [54]. Пределы интегрирования в (39) равны

$$E_{M_2}^{\pm} = \frac{\left(m_M^2 + m_\mu^2\right) E \pm \left(m_M^2 - m_\mu^2\right) p}{2m_\mu^2},$$

$$E_{K_3}^{\pm} = \frac{\left(m_K^2 + m_\mu^2 - m_\pi^2\right) E \pm p\sqrt{\left(m_M^2 + m_\mu^2 - m_\pi^2\right)^2 - 4m_K^2 m_\mu^2}}{2m_\mu^2}$$

Мюоны космических лучей в атмосфере (2)

Или в другой записи

$$D_{\mu}(E,h,\vartheta) = \int_{\alpha}^{h} dt \, W_{\mu}(E,h,t,\vartheta) G_{\mu}^{\pi,K} \left(\mathcal{E}(E,h-t),t,\vartheta \right),$$
$$W_{\mu}(E,h,t,\vartheta) = \frac{\beta_{\mu} \left(\mathcal{E}(E,h-t) \right)}{\beta_{\mu}(E)} \exp \left[-\frac{m_{\mu}}{\tau_{\mu}} \int_{t}^{h} \frac{dz}{\rho(z,\vartheta)\mathcal{E}(E,h-z)} \right],$$

где
$$\mathcal{E}(E,h)$$
 – корень уравнения
$$\int_{E}^{\mathcal{E}} \frac{dE}{\beta_{\mu}(E)} = h \,.$$
$$D_{\mu}(E,h,\vartheta) = \int_{0}^{h} dt \, W_{\mu}(E,h,t,\vartheta) \times G_{\mu}^{\pi,K} \left(\mathcal{E}(E,h-t),t,\vartheta\right),$$

The altitude of the first interaction, $h_i(\theta)$, can be determined from $X(\theta) = X(0)$, where

$$X(\theta) = \int_{h_i(\theta)}^{\infty} \rho(h) \frac{dx}{dh} dh = \int_{h_i(\theta)}^{\infty} \frac{\rho(h) dh}{\sqrt{1 - \frac{\sin^2(\theta)}{(1+h/R)^2}}}$$

where R is the radius of the Earth. This equation was solved numerically for each θ and different X = X(0). Then $\cos(\theta^*) = \rho(h_i(\theta))/\rho(h_i(0))$ as well as the muon track length from the production point $l(\theta) = \sqrt{R^2 \cos^2(\theta) + 2Rh_i + h_i^2} - R\cos(\theta)$ can be calculated. The quantities $h_i(\theta; X)$, $\cos(\theta^*; X)$, and $l(\theta; X)$ evaluated in this way are then averaged over muon production depth X with weight $\exp(-X/X_0)/X_0$. These averaged quantities can be fitted with

$$h_{i}(\theta) = p_{5} \frac{1 + p_{3} \sin^{p_{4}}(\theta)}{\left[1 - \frac{\sin^{2}(\theta)}{(1+p_{1})^{2}}\right]^{p_{2}}} \operatorname{km}, \qquad \cos(\theta^{*}) = \sqrt{\frac{x^{2} + p_{1}^{2} + p_{2}x^{p_{3}} + p_{4}x^{p_{5}}}{1 + p_{1}^{2} + p_{2} + p_{4}}},$$

and $l(\theta) = \frac{10^{3} \operatorname{km}}{p_{1} + p_{2}x^{p_{3}} + p_{4}(1 - x^{2})^{p_{5}}},$

where $x = \cos(\theta)$. Additionally, the total atmospheric mass overburden as seen under zenith angle θ was parametrized as

$$X_{tot}(\theta) = \frac{1 \text{ mwe}}{p_1 + p_2 x^{p_3} + p_4 (1 - x^2)^{p_5}}$$

All fits were first performed assuming the last two parameters are zero, and then another time allowing all five parameters to vary, as indicated in Figures 3-6. The five-parameter fits are accurate to within better than 0.40% and their parameters are summarized in Table 1.

fit	p_1	p_2	p_3	p_4	p_5	av. deviation
$h_i(\theta)$	0.00851164	0.124534	0.059761	2.32876	19.279	0.04%
$\cos(\theta^*)$	0.102573	-0.068287	0.958633	0.0407253	0.817285	0.20%
$l(\theta)$	1.3144	50.2813	1.33545	0.252313	41.0344	0.40%
$X_{tot}(\theta)$	-0.017326	0.114236	1.15043	0.0200854	1.16714	0.20%

Table 1: Parameters of the fits to the quantities $h_i(\theta)$, $\cos(\theta^*)$, $l(\theta)$, and $X_{tot}(\theta)$ of Section 2.

The quantity $\cos(\theta^*)$ was also calculated as the zenith angle of the muon direction at the point of its production. As shown in Figure 7, the result is almost identical to the density ratio consideration. Also shown for comparison are the parameterizations of [5].

Методика IceCube определения фона АН (1)

Generated neutrino events are reweighted to a primary astrophysical or atmospheric neutrino spectrum of choice. In this analysis, the baseline model to describe the incoming flux of conventional atmospheric neutrinos is based on the model HKKMS07 [14]. The calculations in Refs. [14,30] extend only to $E_{\nu} = 10$ TeV. In previous IceCube analyses [10,31] these results have been extrapolated to higher energy by fitting a standard parametrization [32],

M.G. Aartsen et al. (IceCube Collaboration), Phys. Rev. D 89, 062007 (2014)

$$\Phi(E_{\nu}) \simeq \Phi_0 \cdot E_{\nu}^{-\gamma} \cdot \left(\frac{A_{\pi\nu}}{1 + B_{\pi\nu}E_{\nu}\cos(\theta^*)/\epsilon_{\pi}} + \frac{A_{K\nu}}{1 + B_{K\nu}E_{\nu}\cos(\theta^*)/\epsilon_K}\right),$$
(1)

to the published neutrino calculations below 10 TeV. In this equation, θ^* is the zenith angle where the neutrinos are produced, taking account of the curvature of the Earth [33].

Методика IceCube определения фона АН (2)

The parameters Φ_0 , *A* and *B* are free fit parameters, the spectral index is $\gamma = 2.7$, and the critical energies are $\epsilon_{\pi} = 115$ GeV and $\epsilon_K = 850$ GeV. Such an extrapolation does not account for the knee in which the overall spectrum of the cosmic rays becomes steeper between 1 and 10 PeV.

ANIS [24] A. Gazizov and M. P. Kowalski, Comput. Phys. Commun. 172, 203 (2005).

Z(E, h) functions: 4 hadronic models +2 PCR spectra



Отдельно рассматриваются процессы рождения мезонов и барионов

$$p + A = \pi, K, D, \Lambda, \dots$$

Вертикальный поток атмосферных мюонов



Вертикальный поток атмосферных мюонов





Атмосферные мюоны высоких энергий (вертикаль)



Потоки мюонов вблизи





Зарядовое отношение потоков АМ



Fig. 3. Muon charge ratio at ground level computed for the three hadronic interaction models and the two primary cosmic ray spectra. Solid line marks the KM + GH result for $\theta = 0^{\circ}$, dashed line shows the same at 90°. Thin line: the KM + ZS at 0°, bold-dotted: the SIBYLL 2.1 + GH, dotted (the lower): the QGSJET-II + GH at 0°.

Методика IceCube определения фона АН (3)

Поправки на излом спектра в эксперименте IceCube

M.G. Aartsen et al. Phys. Rev. D 89, 062007 (2014)



FIG. 13. Ratio of the two muon neutrino fluxes calculated based on the cosmic-ray parameterizations H3a [7] and polygonato (modified) [33] with knee to the standard HKKMS07 muon neutrino flux [6] as a function of energy.

Детектирование HE-, UHE- нейтрино

✓ Спектр нейтрино от космических ускорителей (AGN, GRB) при энергиях выше 1 ТэВ ожидается более жестким по сравнению с атмосферными нейтрино, что позволяет надеяться на приемлемое соотношение сигнал-фон.

• Поскольку сечения взаимодействия нейтрино с нуклонами и пробег мюонов увеличиваются с ростом энергии, возрастает и эффективный объем установки для регистрации мюонных нейтрино.

Энергетические спектры атмосферных и астрофизических нейтрино (иллюстрация)



100



 $\left. \phi_{\!\scriptscriptstyle V_e}^i \right/ \phi_{\!\scriptscriptstyle V_e}^{\scriptscriptstyle tot}$





16.06.2025

 $\left. {{\phi _{{_{
u \mu }}}^i}}
ight/ {\phi _{{_{
u \mu }}}^{tot}}$

Расчет и данные эксперимента для двух интервалов зенитных углов



"околовертикальные" направления

"окологоризонтальные"

16.06.2025

направления

102

Зенитно-угловое распределение мюонных нейтрино в атмосфере Земли



29.11.2

Зенитно-угловое распределение



Усредненное по углу флейворное отношени атмосферных нейтрино







Астрофизические нейтрино

Астрофизические нейтрино как переносчики астрономической информации имеют ряд особенностей:

- нейтрино почти не взаимодействуют с межзвездной средой, не отклоняются магнитными полями, практически сохраняя направление на источник;
- нейтрино приносят прямую информацию о высокоэнергетических процессах на разных стадиях эволюции Вселенной, в том числе, в космологическую эпоху;
- нейтрино несут информацию о разных стадиях коллапса массивных звезд, позволяя исследовать вещество при сверхвысоких давлениях и температурах;
- регистрация нейтрино от удаленных источников позволяет исследовать свойства самих нейтрино получить, например, оценки массы нейтрино или ограничения на сечения взаимодействия нейтрино высоких энергий с плотным веществом;
- регистрация нейтрино даст бесспорное свидетельство ускорения протонов в источнике.

- Проведен статистический анализ для сопоставления рассчитанных дифференциальных энергетических спектров атмосферных нейтрино с данными, полученных в рамках экспериментов Frejus, ANTARES, AMANDA-II, IceCube, Super-Kamiokande. Сравнительный анализ основан на стандартном статистическом критерии согласия χ^2
- Расчеты дифференциальных энергетических спектров атмосферных мюонных нейтрино хорошо соответствуют результатам, полученным в рамках экспериментов: Frejus, AMANDA, ANTARES и IceCube. Результаты проведенного анализа подтверждают надежность рассчитанных спектров атмосферных нейтрино и могут быть пригодны для использования при моделировании событий в детекторах нейтринных телескопов и восстановлении спектра атмосферных нейтрино.

Как выглядит ШАЛ



Наблюдаются 2 основных типа ливней: √ ЭМ ливни (каскады) порождаются частицами в электромагнитных взаимодействиях (е, е[±], γ, μ±, ...); √ адронные ливни порождаются сильновзаимодействующими частицами (адроны - нуклоны, мезоны, ...)

Изображение ливня, порожденного протоном с 10 ГэВ на высоте 3027 м и наблюдавшегося в виде облака в камере Вильсона.