

С. И. Синеговский

**Астрофизика высоких энергий
2018 г.**

Лекции 11-14

Чем интересны космические лучи?

Всем!

- Неравновесные процессы, в которых рождаются КЛ, – наиболее интенсивные и происходят при самых высоких энергиях во вселенной
- Ускорение частиц, их распространение, излучение, порождаемое релятивистскими частицами на всех астрономических масштабах - от компактных объектов (нейтронные звезды и ЧД) до космологических структур (скоплений галактик)

Основные вопросы (проблемы)

- В каких астрофических объектах происходит ускорение частиц КЛ до энергий выше 10^{20} эВ ?
- Сколько типов источников? Какие типы доминируют в определенных интервалах энергии?
- Каковы механизмы ускорения КЛ? Инжекции?
- Как распределены в пространстве источники КЛ?
- Как КЛ распространяются в МЗС ?
- Как удерживаются КЛ в Галактике ?
- Каков элементный состав КЛ ?

Стандартные представления

- ✓ КЛ с энергиями ниже 10^{17} эВ генерируются в основном Галактике
- ✓ Галактические КЛ ускоряются в остатках сверхновых (SNR) за счет диффузионного механизма (УВ)
- ✓ Вблизи источника $dN_{CR} / dE \propto E^{-(\alpha+1)}$, $\alpha \approx 1.1$
- ✓ Диффузионное блуждание в МЗС приводит к изотропии (рассеяние в магнитных полях) и к спектру КЛ с $\alpha+\delta$, где $\delta \approx 0.6$: $dN_{CR} / dE \propto E^{-2.7}$
- ✓ Переход к внегалактическим КЛ происходит между 10^{17} и 10^{19} эВ

Открытие космических лучей

КЛ были открыты 7 августа 1912 г. австрийским ученым В. Гессом в полете на воздушном шаре (запущен вблизи австрийского города Ауссига).

Шар поднялся на высоту ~ 5 км.

Гесс, «Физикалише Цейтшрифт» (ноябрь 1912 г.) :

«Результаты моих наблюдений лучше всего объясняются предположением, что из мирового пространства на границу атмосферы падает излучение очень большой проникающей компоненты».

1913 В. Кольхёрстер (до 9 км) – подтверждение космического источника

1927 J. Clay, широтный эффект: уменьшение интенсивности КЛ близи экватора (эффект геомагнитного поля), т. е. излучение представляет собой поток заряженных частиц.

Р. Милликен - термин “космические лучи”.

Ионизационный ток



7-го августа 1912 года Виктор Гесс поднялся на воздушном шаре на высоту ~ 5 км и открыл космические лучи .
(Нобелевская премия 1936 г.)



Космические лучи
(ионизация воздуха)

0
23.12.2018

500
Космические лучи

1000

H, м



23.12.2018

Космические лучи

7

Открытие космических лучей и новых частиц

- 1911- 1912 On a balloon at an altitude of 5000 meters, **Victor Hess** discovered "penetrating radiation" coming from space.
- 1929 Using a newly invented cloud chamber, **Dimitry Skobelzyn** observed the first ghostly tracks left by cosmic rays.
- 1932 1933 In his cloud chamber, **Carl Anderson** discovered antimatter in the form of the anti-electron, later called the positron.
- 1937 **Seth Neddermeyer** and **Carl Anderson** discovered the muon in cosmic rays. This gave birth to the science of elementary particle physics. **Также J. Street и E. Stevenson**
- 1938 **Pierre Auger**, putting particle detectors far apart high in the Alps, discovered "extensive air showers".

1949 – распад K-мезон на три π -мезона;

1951 – $K_{\mu 3}$ -распад, существование Λ -частицы;

1952, 1953 - Σ^{\pm} -гипероны, кв. число "странность" (S), сохранение S в сильных взаимодействиях.

Гелл-Манн, Нишиджима (1953)

Ионизационная камера – ток; камера Вильсона (cloud chamber) - треки

Космические лучи – это

поток заряженных частиц (протонов, ядер), приходящих из космического пространства:

~ 85% протоны, ~ 10% ядра гелия, ~ 5% более тяжелые ядра (электронную компоненту оставляем пока за скобками).

В зависимости от вида источников КЛ:

галактические, солнечные, планетарные (например, ускоренные в магнитосфере Юпитера).

Основные характеристики КЛ - интегральная интенсивность (или полный поток), энергетический спектр, элементный состав, угловое распределение;

Энергетический спектр КЛ простирается от 10^6 эВ до 10^{20} эВ, имеет структуру – изменяющийся с энергией спектральный индекс (излом (колени), 2-й излом, лодыжка, резкое возрастание индекса на конце спектра (ГЗК?).

Высокая степень изотропности - результат действия магнитных полей МЗС; невозможна идентификация источников из-за рассеяние частиц КЛ в магнитных полях Галактики.

Происхождение КЛ: источники, инжекция и механизмы ускорения

Источники: сверхновые, остатки сверхновых, новые, двойные звездные системы, звездные скопления, микроквазары

Механизмы ускорения: диффузионный (основной) и др.

Инжекция:

- 1) корональная активность звезд небольшой массы – ускорение частиц до сверхтепловых и выброс их в МЗС;
- 2) ионизация частиц пыли вокруг СН–ЗВ массивных звезд (ранние взрывы) , звездный ветер звезд Вольфа-Райе (WR);
- 3) а) взрывы звезд ГП (нулевого возраста) с $(8-15) M_s$ в МЗС;
б) взрывы звезд с $15 < M/M_s < 25$ в собственный звездный ветер;
в) $M/M_s > 25$ WR

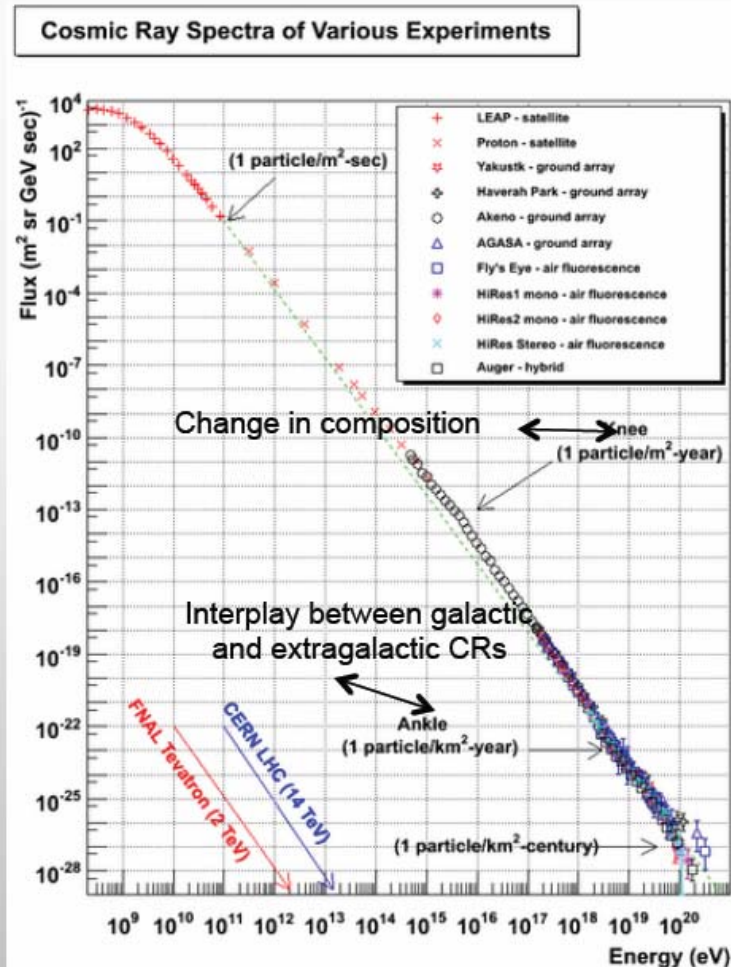
Состав КЛ низких энергий

КЛ при $E > 2.5$ ГэВ/частица (для минимума солнечной активности)

Группа	Заряд, Z	Интегральная интенсивность КЛ ($m^{-2} s^{-1} sr^{-1}$)	Отношение числа частиц к 10^4 протонов	
			КЛ	Вселенная
p	1	1300	10^4	10^4
He	2	94	720	1.6×10^3
L	3-5	2	15	10^{-4}
M	6-9	6.7	52	14
H	10-19	2	15	6
VH	20-30	0.5	4	0.06
SH	>30	10^{-4}	10^{-3}	7×10^{-5}
e	-1	13	100	10^4
антипротоны	-1	>0.1	5	?

Состав КЛ заметно отличается от распространенности ядер во вселенной. Наибольшее отличие для группы легких ядер L (Li, Be, B).

COSMIC-RAYS



- Protons (~89%)
- Helium (~10%)
- Heavier Elements (~1%)
- e^+/e^- (~1%)
- ~0.1% γ -ray

Charged
Particles

- Energy distribution has power-law form

$$dF/dE = k \times E^{-\alpha}$$
- There are two breaks in the spectrum:
 - ~ 10^{16} eV (Knee, $\alpha: -2.7 \rightarrow -3.0$)
 - ~ 10^{19} eV (Ankle, $\alpha: -3.0 \rightarrow -2.6$)
- Galactic origin for $E < 10^{15}$ eV
- Mostly extragalactic for $E > 10^{17}$ eV
- Isotropic direction (deflection by cosmic magnetic fields)

Космические лучи - некоторые факты

$$E_{\max} > 10^{20} \text{ эВ,}$$

$n_{\text{CR}} \sim 10^{-10} \text{ см}^{-3}$ (на 10 порядков меньшей средней концентрации межзвездного газа в галактическом диске $n_g = 1 \text{ см}^{-3}$),

Плотность энергии КЛ $w_{\text{cr}} = 1,5 \text{ эВ см}^{-3},$

(сравнима с плотностью энергии галактического магнитного поля и плотностью энергии турбулентных движений межзвездного газа)

Мощность источников КЛ $L_{\text{CR}} = 5 \cdot 10^{40} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$

15% кинетической энергии взрывов сверхновых.

Коэффициент диффузии (по данным до 100 ГэВ)

магнитная жесткость

$$D = \begin{cases} 2.2 \cdot 10^{28} \beta (R/R_0)^{0.6} (\text{см}^2 \text{с}^{-1}), & R_0 > 3 \text{ ГВ} \\ \sim \beta^{-2}, & R_0 < 3 \text{ ГВ} \end{cases}$$

диффуз. модель

$$R = pc / (Ze)$$

$$D = 5.2 \cdot 10^{28} \beta (R / R_0)^{0.34} (\text{см}^2 \text{с}^{-1})$$

диффуз. модель + доускорение

$$r_g = pc / (ZeB) = RB$$

(при всех жесткостях)

гирорадиус

$$k_{\text{res}} \sim 1 / r_g$$

$$V_a \approx 36 \text{ км с}^{-1}$$


23.12.2018

$$D = 5,2 \times 10^{28} \beta \left(\frac{R}{R_0} \right)^{0,34} [\text{см}^2 \text{с}^{-1}] \text{ при всех } R$$

Энергетический спектр КЛ и его особенности

До 1-го “колена” (кnee)

$$\gamma = 1.7$$

10 ГэВ $\leq E \leq 3 \cdot 10^6$ ГэВ:  $\frac{dN}{dE} \simeq 1.8E^{-(\gamma+1)}$, см⁻²с⁻¹ср⁻¹ГэВ⁻¹

Между 1-м и 2-м “коленом” $3 \cdot 10^6$ ГэВ $\leq E \leq 4 \cdot 10^8$ ГэВ: $\gamma = 2.0$

Между 2-м “коленом” и “лодыжкой” (ankle)

$$4 \cdot 10^8 \text{ ГэВ} \leq E \leq 5 \cdot 10^9 \text{ ГэВ}: \quad \gamma = 2.26$$

После “лодыжки” (ankle)

$$E > 5 \cdot 10^9 \text{ ГэВ}: \quad \gamma = 1.6$$

? $\int \frac{dN}{dE} (E \sim 10^6 \text{ ГэВ}) \cos \theta d\Omega \sim \text{км}^{-2} \text{с}^{-1} \text{ср}^{-1} \text{ГэВ}^{-1}$ что за величина?

Плотность потока и энергии КЛ

Полный поток в заданном направлении
(на ед. телесного угла) $= \frac{cn_{CR}}{4\pi}$

Дифференциальный по энергии поток
(спектр или интенсивность КЛ) $\frac{dN}{dE} = \frac{c}{4\pi} \frac{dn_{CR}}{dE}$

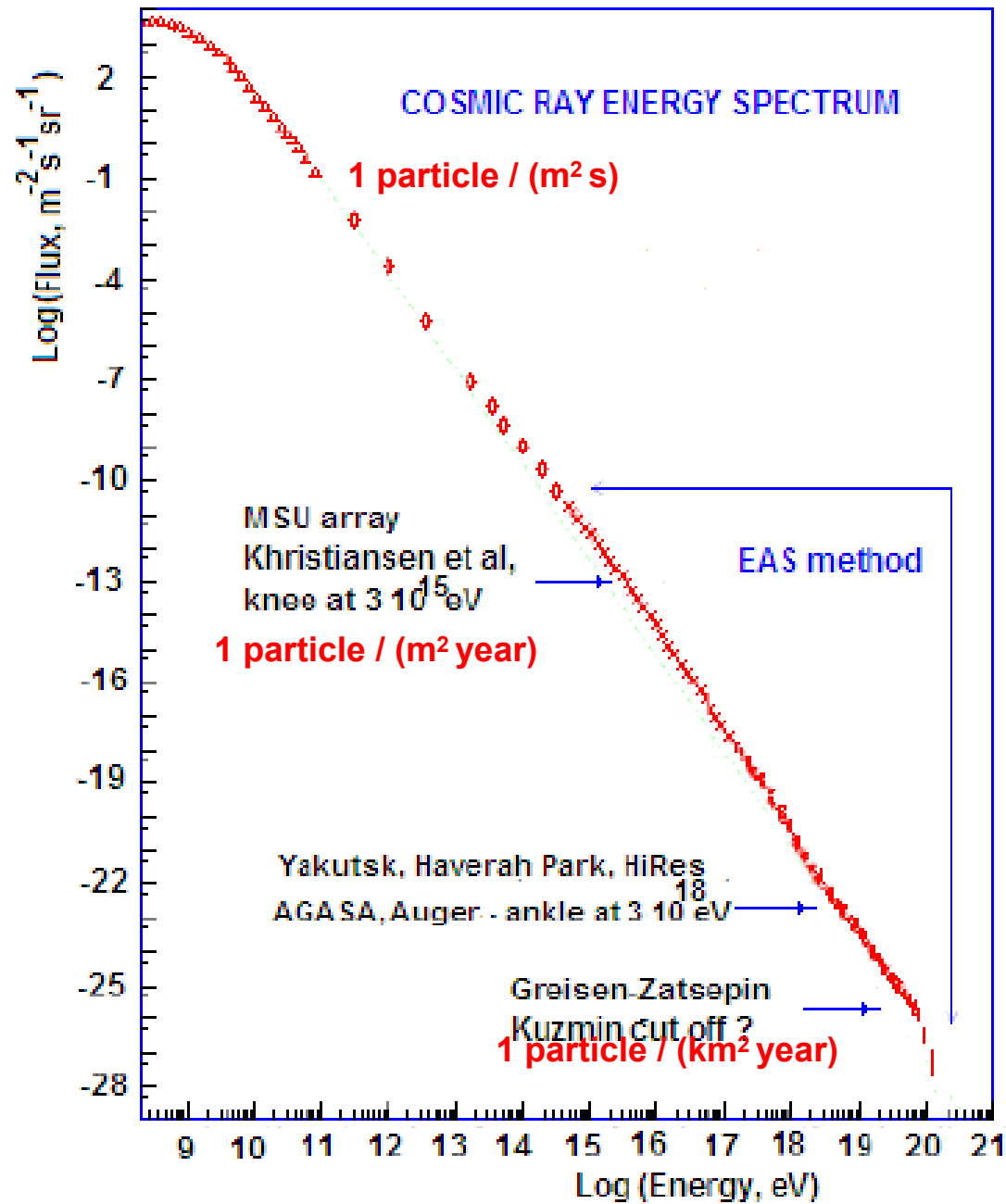
Дифф. плотность энергии КЛ $\frac{d\rho_{CR}}{dE} = E \frac{dn_{CR}}{dE} = \frac{4\pi}{c} E \frac{dN}{dE}$

Интегральная плотность энергии КЛ $\rho_{CR} = \frac{4\pi}{c} \int_{E_{\min}}^{\infty} E \frac{dN}{dE} dE$

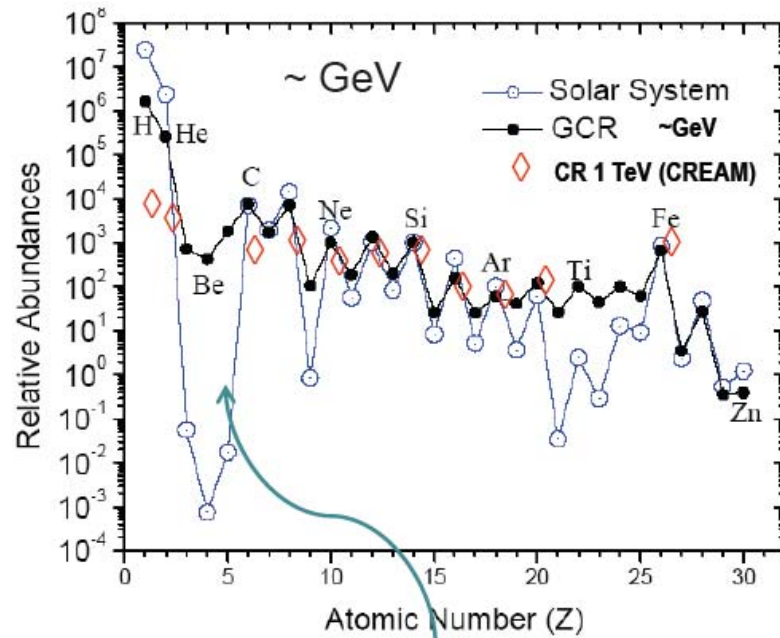
Оценка для спектра $\frac{dN}{dE} \approx 1.8E^{-2.7}$, $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}\text{ср}^{-1}\text{ГэВ}^{-1}$

$\rho_{CR}(2.5\text{ГэВ}) \approx 0.6 \text{ эВ} / \text{см}^3$ $\rho_{CR}(10\text{ГэВ}) \approx 0.2 \text{ эВ} / \text{см}^3$ $(\rho_{\text{CMB}} \approx 0.3 \text{ эВ} / \text{см}^3)$
 $(\rho_{\text{opt}} \approx 0.6 \text{ эВ} / \text{см}^3)$ $(\rho_{\text{magnet}} \approx 0.2 - 0.8 \text{ эВ} / \text{см}^3)$

Спектр всех частиц КЛ



CR composition up to ≈ 100 TeV

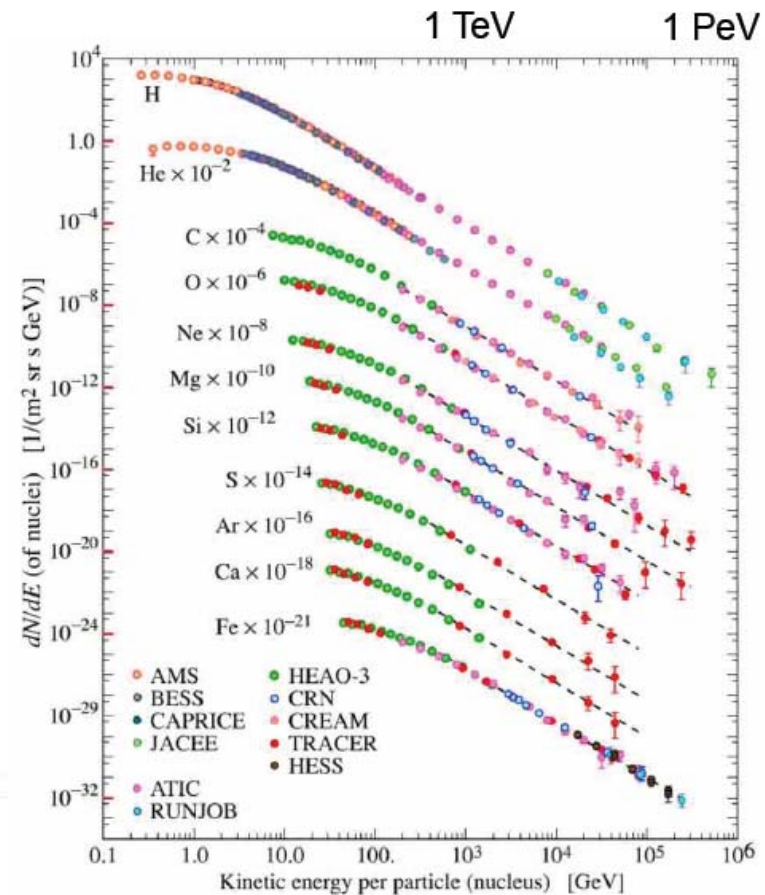


Filled due to interactions

Basic facts:

- ★ secondary/primary ratio \rightarrow *traversed matter ≈ 10 g/cm²*
- ★ unstable/stable secondaries \rightarrow *residence time $\approx 10^7$ years*

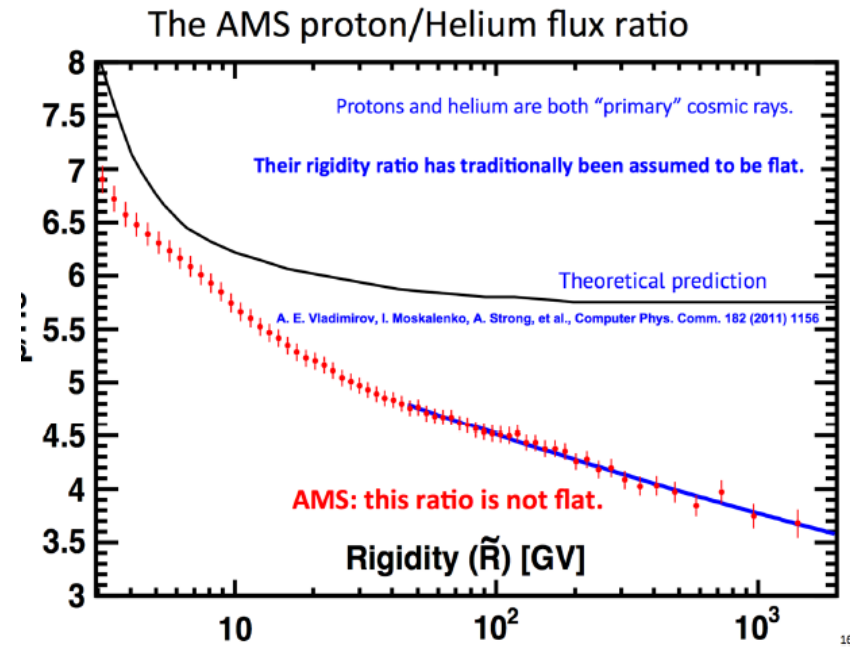
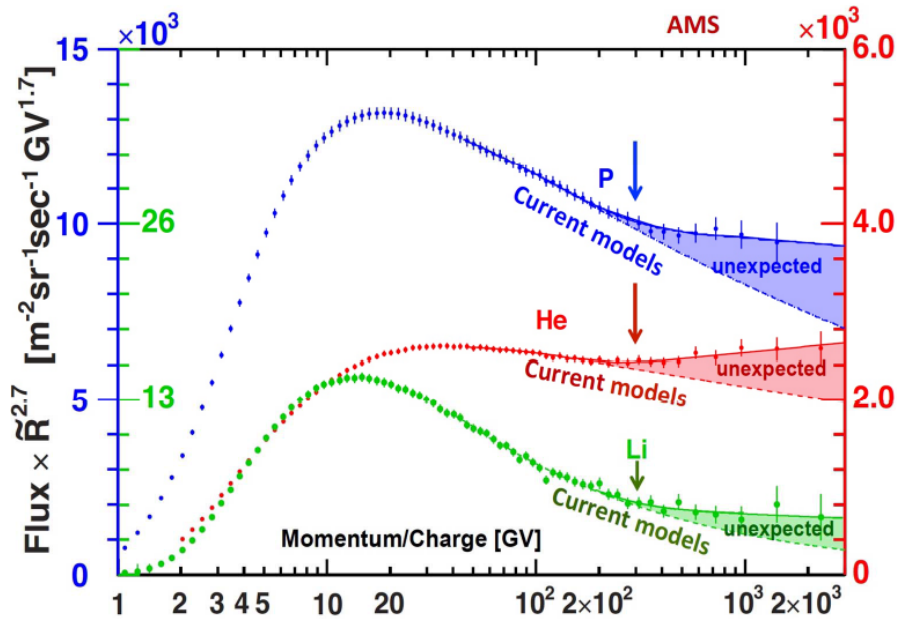
*accelerated about 10^7 years ago charged particles stay in the galaxy due to **magnetic fields***



Прямые измерения спектра протонов и ядер КЛ

Потоки легких ядер

AMS-02 nuclei spectra

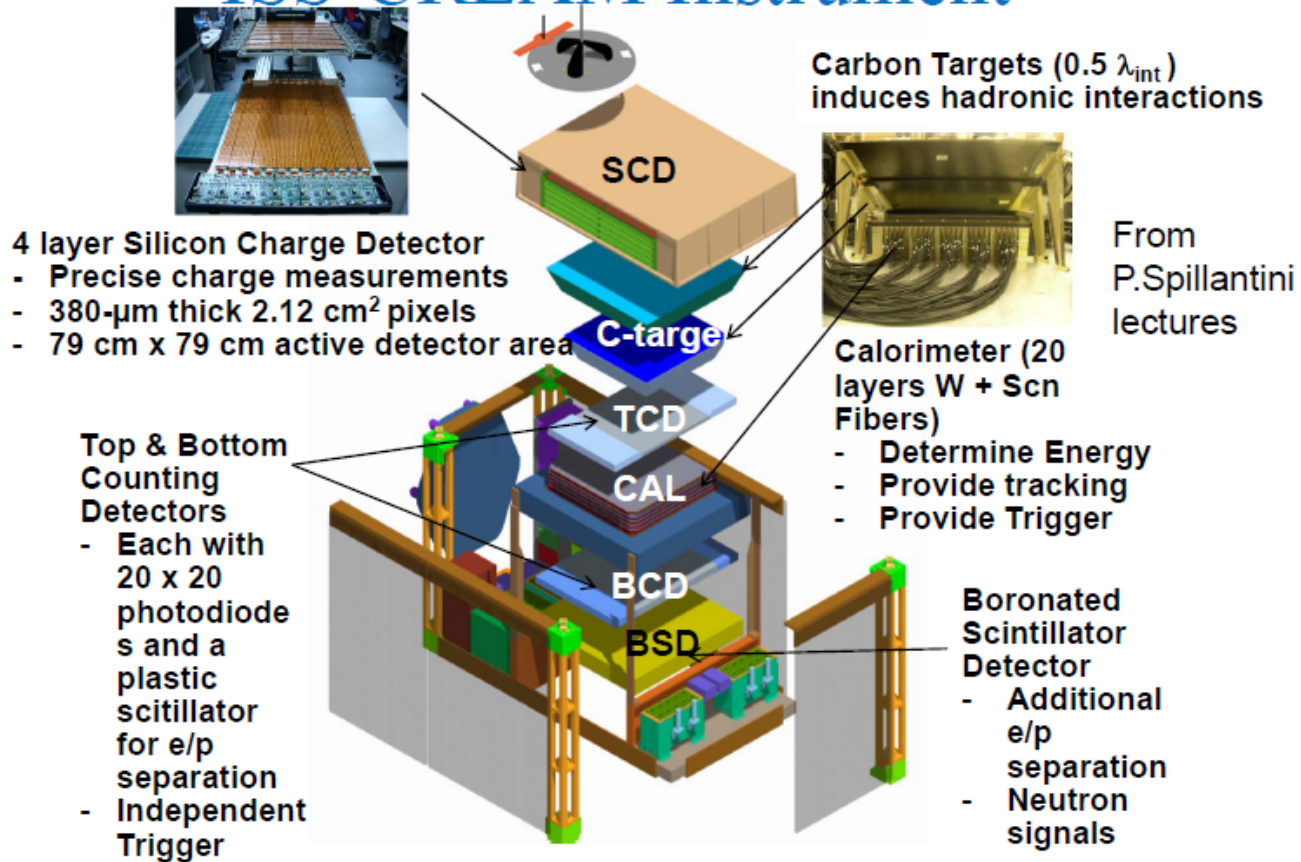


International Space Station (ISS) - CREAM

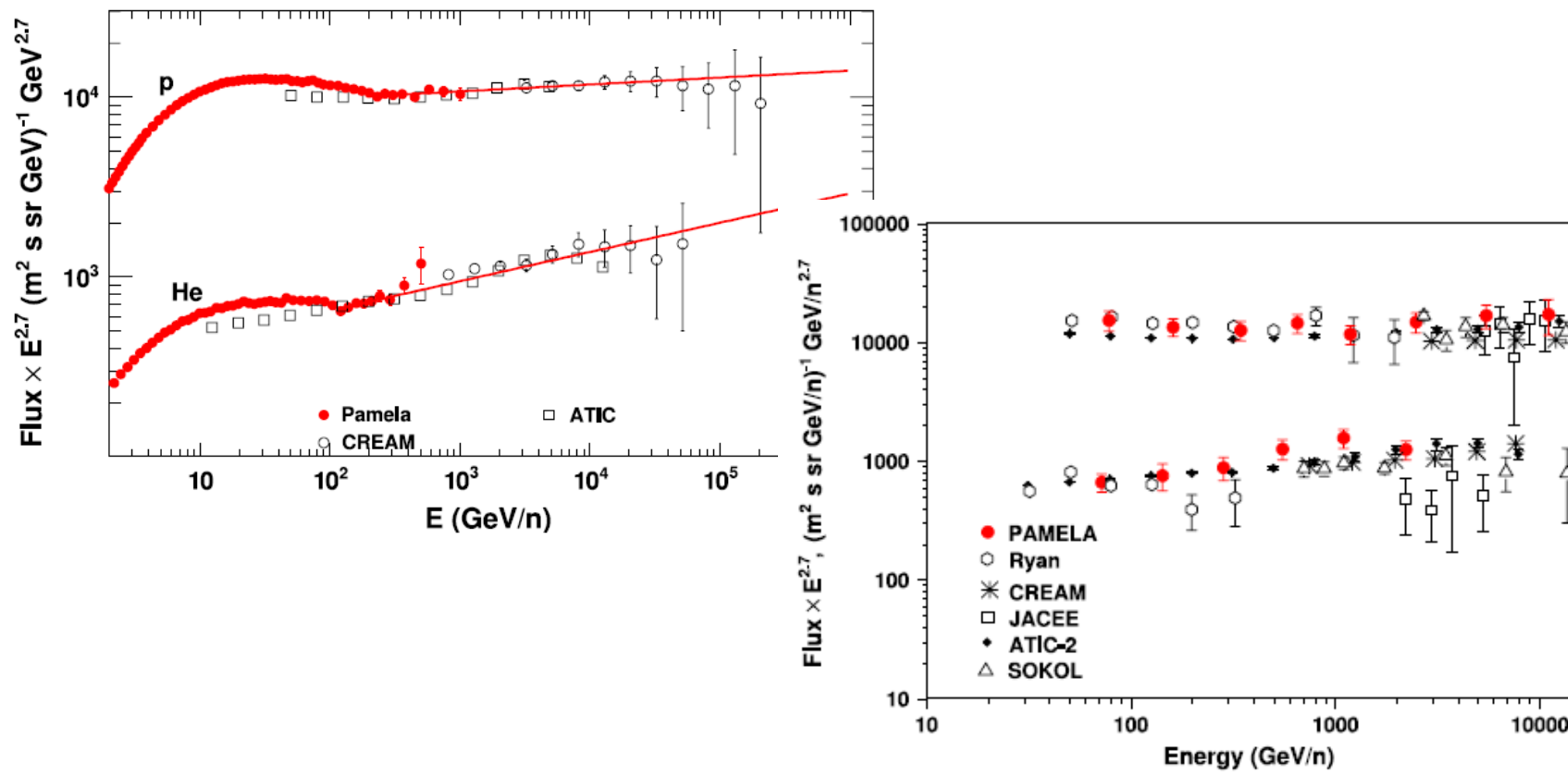
CREAM = Cosmic Ray Energetics And Mass

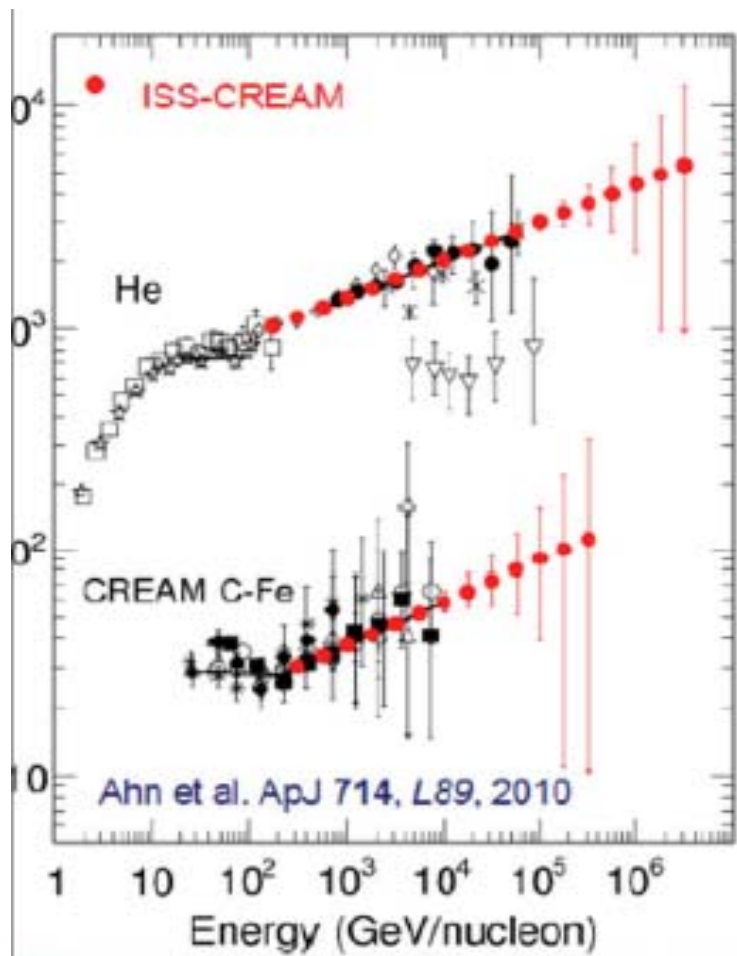
2004-2010 – полеты на воздушных шарах)

ISS-CREAM Instrument

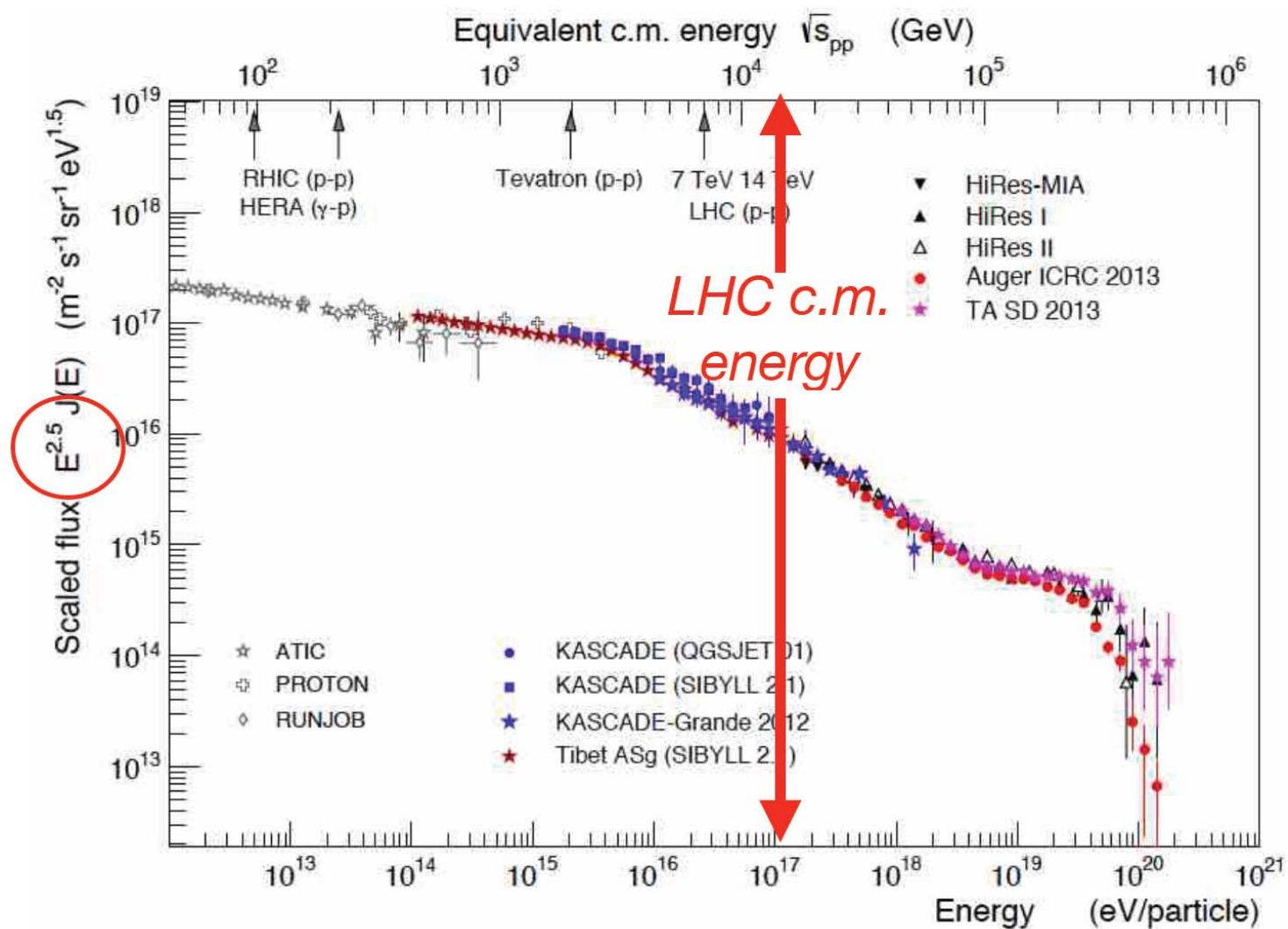


Launch 2017



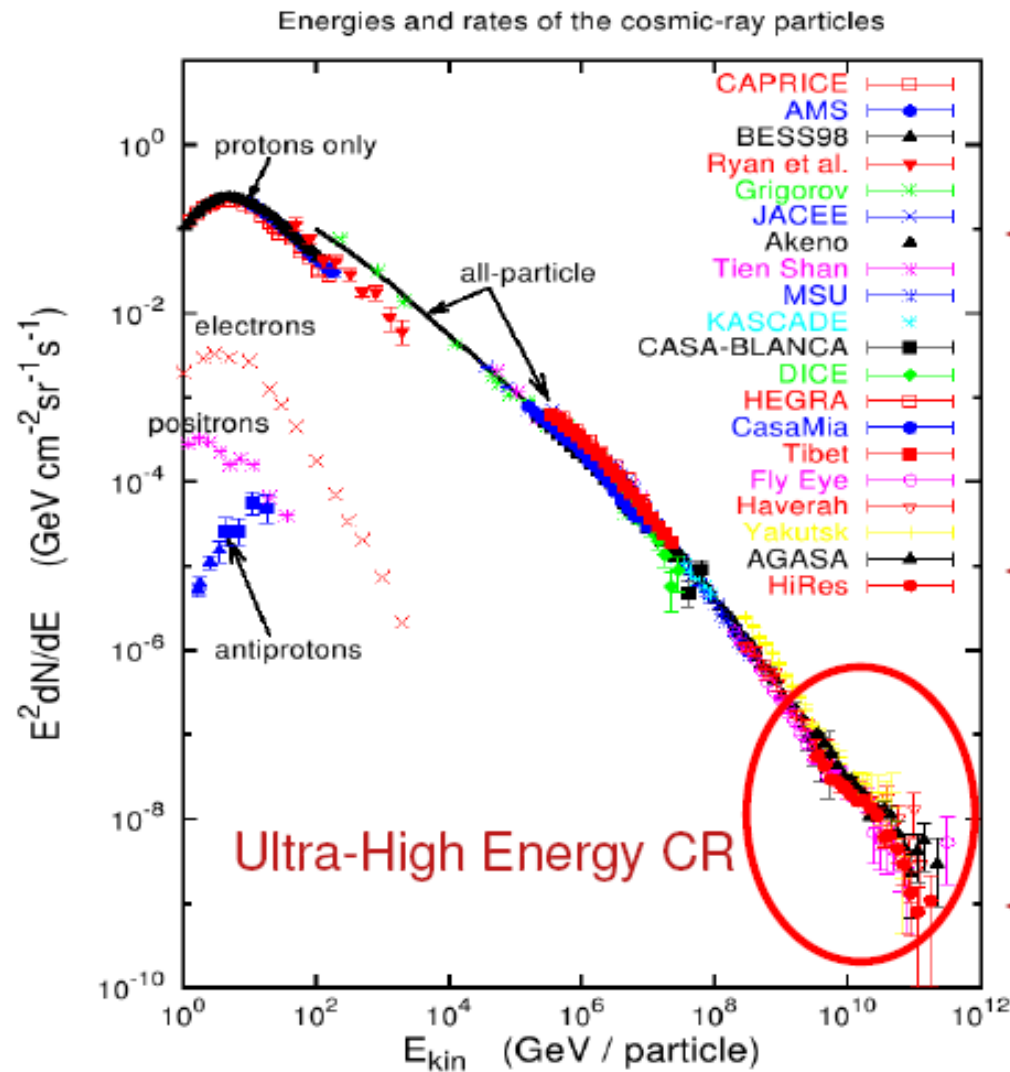


В составе космических лучей - частицы энергий, на три порядка выше достигнутых на коллайдере LHC



All-particle CR spectrum

Спектр всех частиц

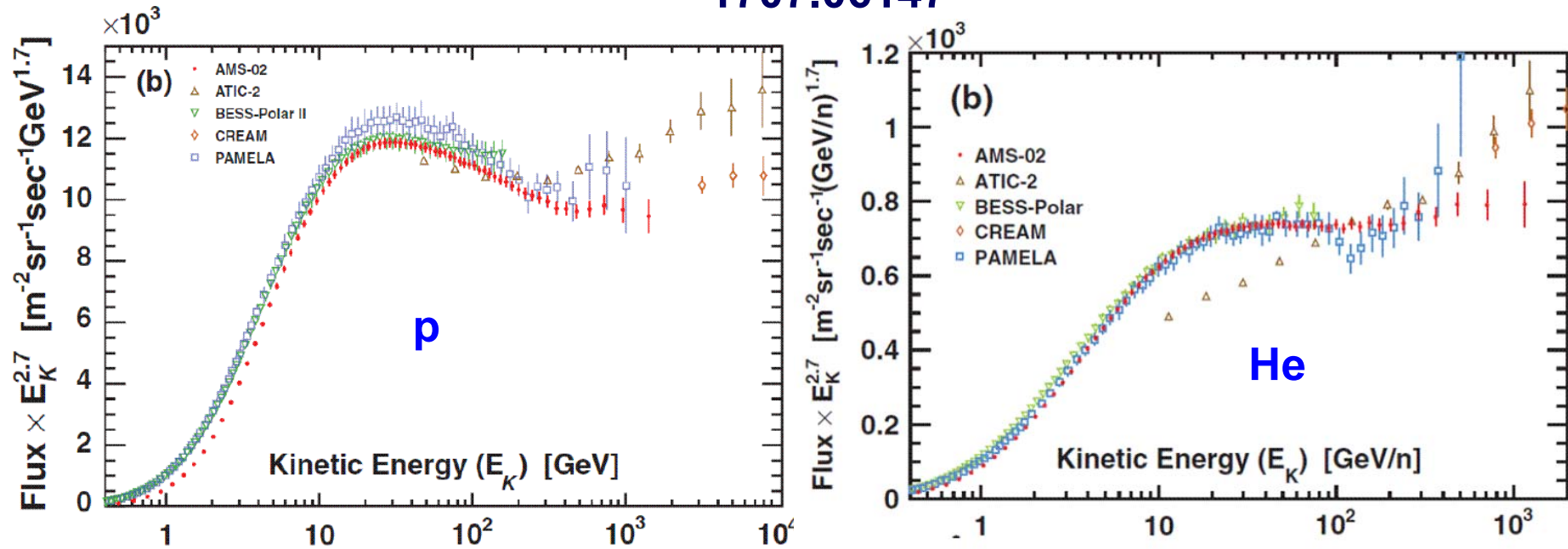


detector of 1 m^2 has count rate $\sim 10^3$ per second

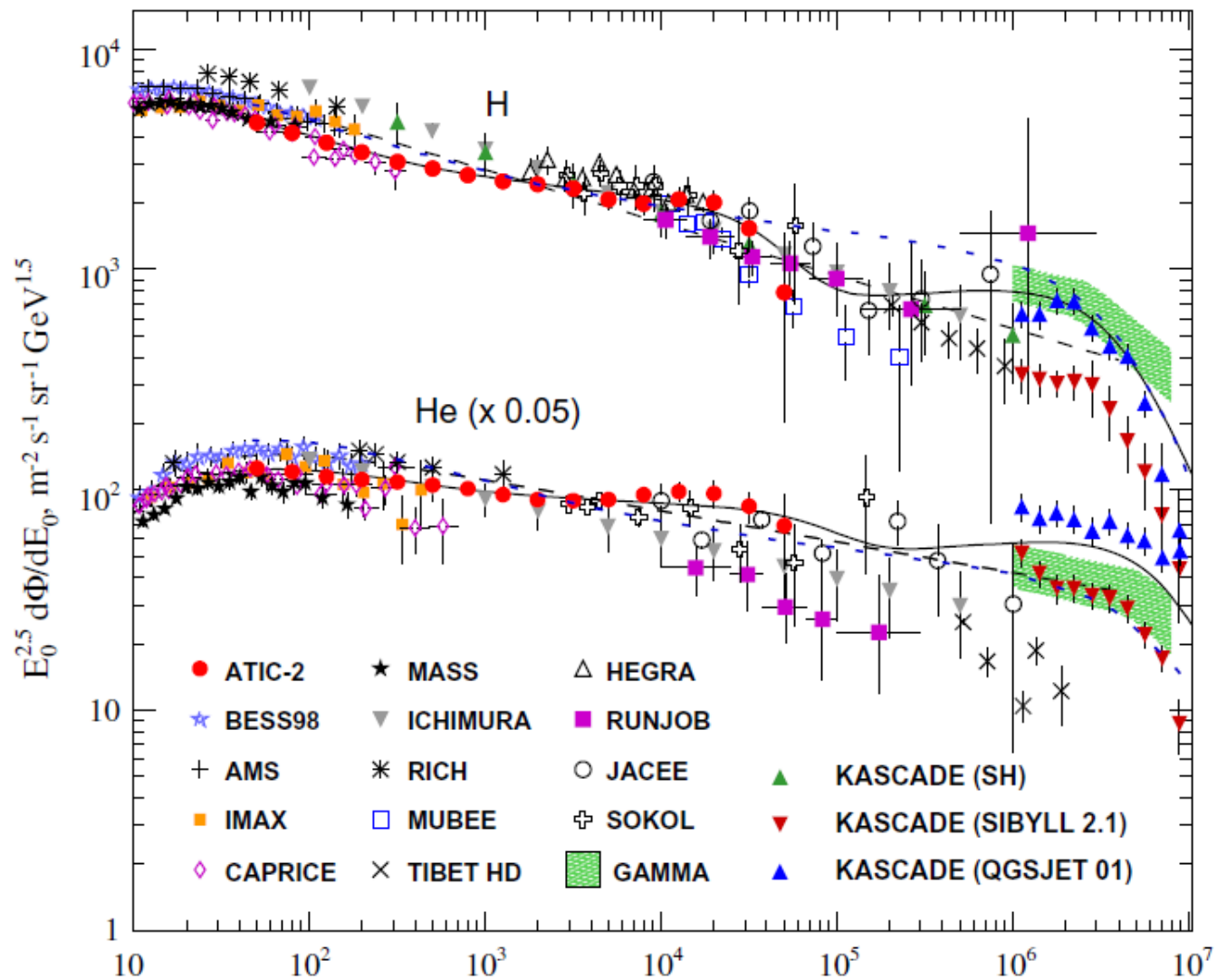
detector of 1 m^2 has count rate ~ 2 per month

detector of 1 km^2 has count rate ~ 1 per century

1707.06147

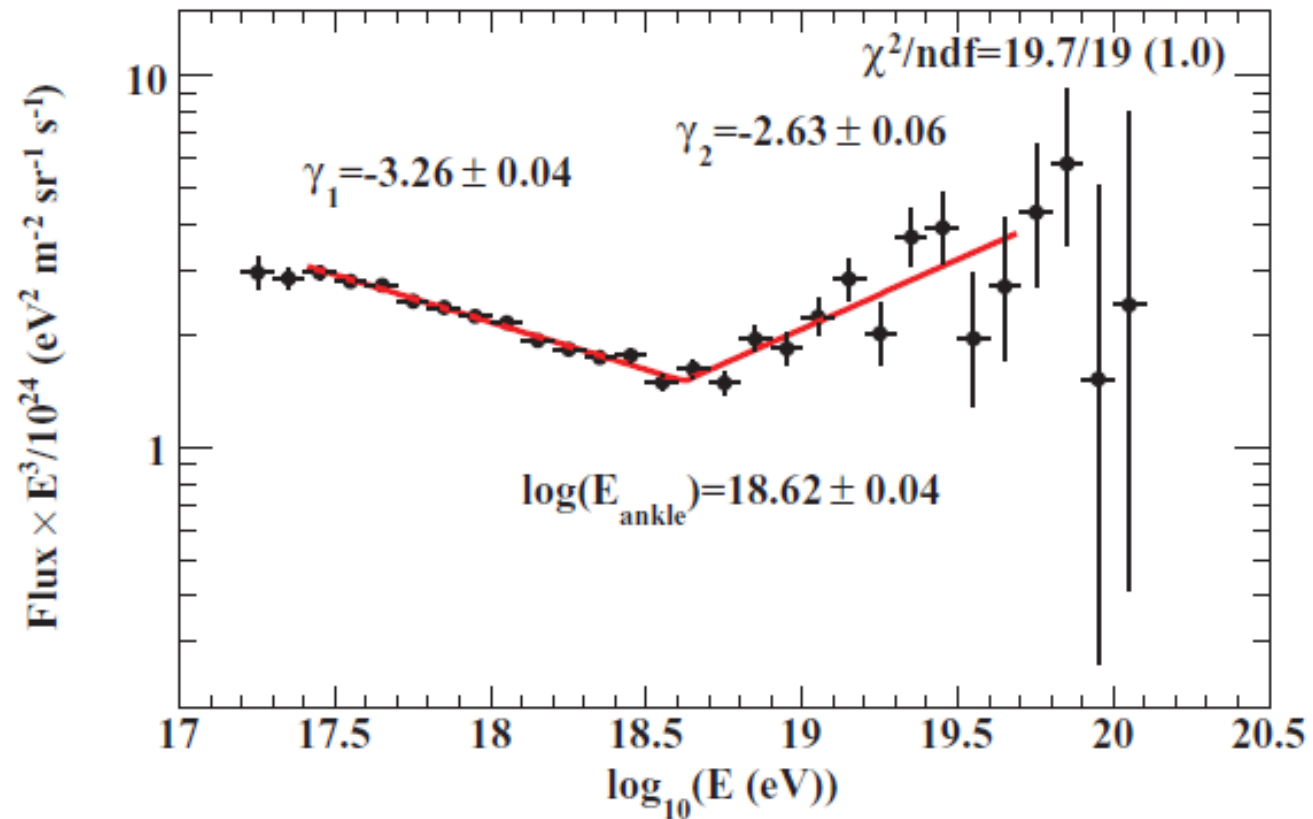


- Fig. 5 Recent measurements on proton and helium fluxes (right and left panel respectively). Plots taken from [18, 19].

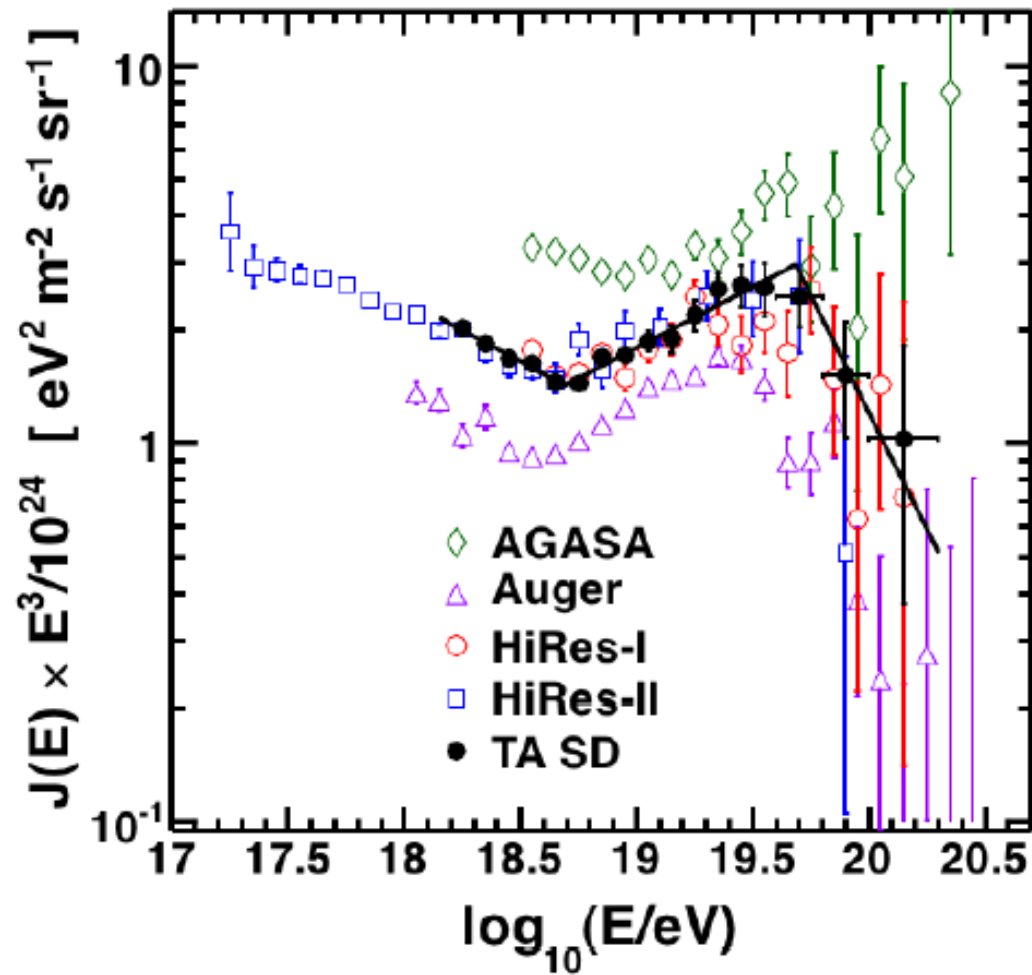


Telescope Array: спектр КЛ

R.U. Abbasi,
Astropart. Phys. 80
(2016) 131



UHECR (3) – Telescope Array etc.



Космические лучи и сверхновые

Крымский Г. Ф.
ДАН СССР 234, 1306 (1977)

Bade, Zwicky 1934 - гипотеза

Bell, A. R., 1978, MNRAS 182, 147

Blandford, R., & Eichler, D., 1978, ApJ, 221, L29

Шкловский, 1953 - энергетический аргумент

Гинзбург, Сыроватский 1964 - оценка светимости СН

Greizen, Зацепин, Кузьмин 1966 - ГЗК-механизм обрезания спектра КЛ

Крымский, Axford, Bell, Blandford, Ostriker 1977-78 - диффузионный механизм ускорения частиц в источниках

Оценка светимости сверхновых

$$L_{\text{SN}} = \frac{10M_{\odot}V_{\text{eject}}^2}{2} f,$$

$$V_{\text{eject}} \approx 5 \cdot 10^8 \text{ см/с}, \quad f = (30 \text{ лет})^{-1} (0.01 \text{ у}^{-1})$$



$$L_{\text{SN}} \approx 2.8 \cdot 10^{42} \text{ эрг/с}$$

Исторические сверхновые (6 шт с 1006 года) дают $f \sim 1/(170 \text{ у})$, однако пыль в плоскости Галактики может скрывать до 5/6 вспышек, поэтому $f \rightarrow \sim 1/(28 \text{ у})$.

Другие оценки: $1/f \sim 20\text{-}80 \text{ лет}$.

Оценка мощности источников КЛ

$$L_{\text{CR}} = \frac{\rho_{\text{CR}} V_{d(h)}}{\tau_{\text{CR}}} \quad \rho_{\text{CR}} \approx 1 \text{ эВ} / \text{см}^3$$

$$R_d \approx 15 \text{ кпк}$$

$$V_d \approx \pi R_d^2 h \approx 7.5 \cdot 10^{66} \text{ см}^3; \quad V_h \approx (4\pi / 3) R_h^3 \approx 5 \cdot 10^{68} \text{ см}^3$$

$$h \approx 100 - 200 \text{ пк}$$

$$L_{\text{CR}} = \frac{\rho_{\text{CR}}}{(\rho_g / M_g) \tau_{\text{CR}}} = \frac{\rho_{\text{CR}} M_g c}{X_g}, \quad \text{где} \quad X_g = \rho_g c \tau_{\text{CR}}$$

Из наблюдаемого отношения потоков легких (Li, Be, B) и средних (C, N, O) ядер КЛ определяют $X_g \sim 10 \text{ гсм}^{-2}$

$$L_{\text{CR}} = \frac{\rho_{\text{CR}} M_g c}{X_g} \sim 10^{41} \text{ эрг/с} \quad \xrightarrow{L_{\text{SN}} \approx 2.8 \cdot 10^{42} \text{ эрг/с}} \quad L_{\text{CR}} \sim 0.1 L_{\text{SN}}$$

$$L_{\text{CR}} = \frac{\rho_{\text{CR}} V_{d(h)}}{\tau_{\text{CR}}} \quad \begin{array}{l} \xrightarrow{\tau_{\text{CR}}^{\text{disk}} \approx 7 \cdot 10^6 \text{ лет}} \\ \xrightarrow{\tau_{\text{CR}}^{\text{halo}} \approx 6 \cdot 10^8 \text{ лет}} \end{array}$$

сравним со временем пролета через Галактику

$$\tau_0^{\text{MW}} = R_{\text{MW}} / c \approx 10^5 \text{ лет}$$

$$\tau_{\text{CR}} / \tau_0^{\text{MW}} \sim 10 \quad \text{диффузия !}$$

Более аккуратно о мощности источников КЛ

$$L_{\text{CR}} = \frac{\rho_{\text{CR}} V_{d(h)}}{\tau_{\text{CR}}} \quad \Rightarrow \quad L_{\text{CR}} = \frac{4\pi}{c} \int dV \int \frac{E}{\tau_{\text{CR}}(E)} \frac{dN}{dE} dE = \frac{4\pi V}{c} \int \frac{E}{\tau_{\text{CR}}(E)} \frac{dN}{dE} dE$$

пробег $\ell = c\tau_{\text{CR}} = [n\sigma_{pp}(E)]^{-1}$,

$X = \rho_g \ell$, (ρ_g – плотность газа МЗС)

$X(E) = m_p / \sigma_{pp}(E)$ - кол-во вещества

$$X(E) = \rho_g c \tau_{\text{CR}}(E) \approx 6.9 \left(\frac{E / \Gamma\text{ЭВ}}{20Z} \right)^{-0.6} \text{ гсм}^{-2}$$

$$\sigma_{pp}(E) \sim E^{0.6}$$



гсм^{-2} \nearrow $X_{\text{Fe}}(E_p = 10^2 \text{ ГЭВ}) \approx 0.6 \text{ гсм}^{-2}$
 \searrow $X_p(E_p = 10^2 \text{ ГЭВ}) \approx 3 \text{ гсм}^{-2}$,
 $X_p(E_p = 10 \text{ ГЭВ}) \approx 10 \text{ гсм}^{-2}$,

$$V = M_g / \rho_g = M_g c \tau_{\text{CR}} / X(E) \quad \Rightarrow \quad L_{\text{CR}} = 4\pi M_g \int \frac{E}{X(E)} \frac{dN}{dE} dE \sim 3 \cdot 10^{41} \text{ эргс}^{-1}$$



?

Звездная составляющая массы Галактики – 98%, газ и прочее – 2%, поэтому для оценки M_g можно использовать дисковую модель.

vs. 1.5: PR 327 (2000) 109

$M_g \approx 0.02 M_G \sim 5 \cdot 10^9 M_\odot \approx 10^{43} \text{ г}$

$$L_{\text{CR}} \sim 0.1 L_{\text{SN}}$$

Оценка мощности источников КЛ

$$L_{\text{CR}} = \frac{\rho_{\text{CR}} V_{d(h)}}{\tau_{\text{CR}}} \quad \rho_{\text{CR}} \approx 1 \text{ эВ} / \text{см}^3$$

$$R_d \approx 15 \text{ кпк}$$

$$V_d \approx \pi R_d^2 h \approx 7.5 \cdot 10^{66} \text{ см}^3,$$

$$V_h \approx (4\pi / 3) R_h^3 \approx 5 \cdot 10^{68} \text{ см}^3$$

$$h \approx 100 - 200 \text{ пк}$$

$$L_{\text{CR}} = \frac{\rho_{\text{CR}} M_g}{\rho_g \tau_{\text{CR}}} = \frac{\rho_{\text{CR}} M_g c}{X_g}, \quad \text{где} \quad X_g = \rho_g c \tau_{\text{CR}}$$

Из наблюдаемого отношения потоков легких (Li, Be, B) и средних (C, N, O) ядер КЛ определяют $X_g \sim 10 \text{ гсм}^{-2}$

$$L_{\text{CR}} = \frac{\rho_{\text{CR}} M_g c}{X_g} \sim 10^{41} \text{ эрг/с}, \quad \Rightarrow L_{\text{CR}} \sim 0.1 L_{\text{SN}}$$

$$L_{\text{CR}} = \frac{\rho_{\text{CR}} V_{d(h)}}{\tau_{\text{CR}}}$$

$$\tau_{\text{CR}}^{\text{disk}} \approx 7 \cdot 10^6 \text{ лет}$$

сравни со временем пролета
через Галактику

$$\tau_{\text{CR}}^{\text{halo}} \approx 6 \cdot 10^8 \text{ лет}$$

$$\tau_0^{\text{MW}} = D_{\text{MW}} / c \approx 10^5 \text{ лет}$$

$$\tau_{\text{CR}} / \tau_0^{\text{MW}} \sim 10 \quad \text{диффузия !}$$

Эффект Грейзена-Зацепина-Кузьмина

$$s = m_b^2 + m^2 + 2\varepsilon E_p \left(1 - \frac{|\vec{p}|}{E_p} \cos \theta\right)$$

$$s \approx m_p^2 + 2\varepsilon_\gamma E_p (1 - \cos \theta)$$

$$E_p^{th} \approx \frac{(m_p + m_\pi)^2 - m_p^2}{2\varepsilon_\gamma (1 - \cos \theta)} \Big|_{\cos \theta = -1}$$

$$E_p^{th} \approx \frac{m_\pi m_p (1 + m_\pi / 2m_p)}{2\varepsilon_\gamma} \Big|_{\varepsilon_\gamma = \langle \varepsilon_{CMB} \rangle = 6.5 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}} \approx 10^{20} \text{ эВ}$$

CMB \longrightarrow $E_{GZK} \approx 5 \cdot 10^{19} \text{ эВ}$

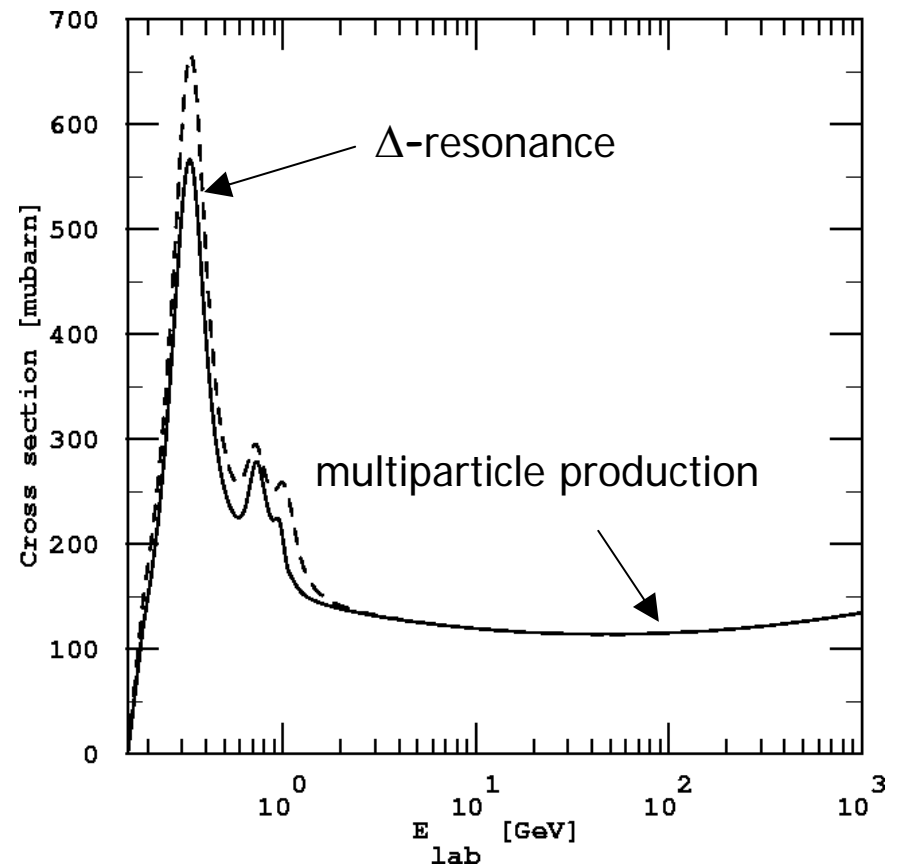
(усреднение по планковскому спектру и углу)

$$E_p^{th} = \frac{m_\pi m_p}{2\varepsilon_{CMB}} \approx \frac{7 \times 10^{19} \text{ эВ}}{\varepsilon_{CMB}/1 \text{ эВ}}$$

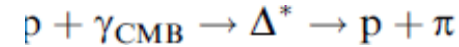
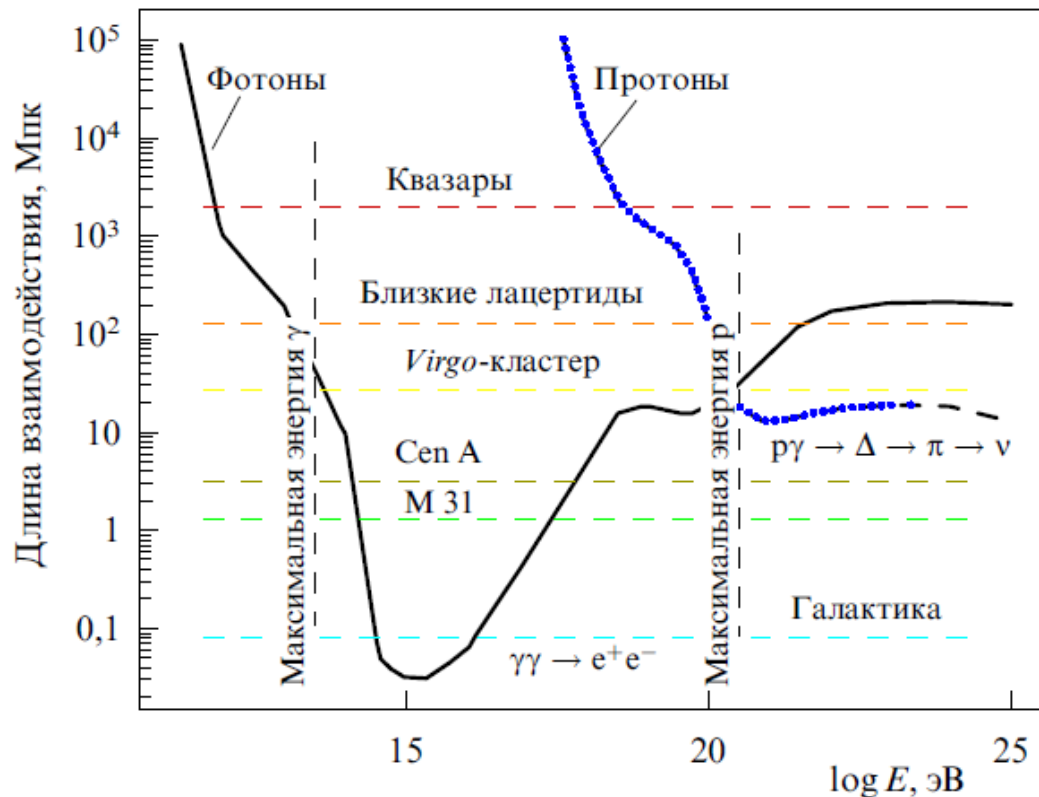
$$\sigma_{p\gamma \rightarrow \pi X}^{max} \approx 5.4 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2 \Rightarrow \lambda_p^{CMB} = \frac{1}{n_\gamma \sigma_{p\gamma \rightarrow \pi X}^{max}} \approx 1.5 \text{ Мпк } (\sim 10^7 \text{ лет})$$

$$1 \text{ пк} \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ см}$$

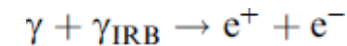
Вблизи порога $\sigma(p\gamma) \approx 135 \text{ мкб}$ \longrightarrow $\approx 1,8 \times 10^{25} \text{ см} \approx 6 \text{ Мпк}$



Длина пробега до взаимодействия протонов и γ -квантов высокой энергии с РИ (СМВ) и инфракрасным фоном



$$L_{\text{int}}(p + \gamma_{\text{СМВ}} \rightarrow \Delta^* \rightarrow p + \pi) = (\sigma(p\gamma) \rho)^{-1} \approx 1,8 \times 10^{25} \text{ см} \approx 6 \text{ Мпк}.$$



Для фотона с энергией $E_\gamma \approx 10 \text{ ТэВ}$

$$L_{\text{int}}(\gamma + \gamma_{\text{BG}} \rightarrow e^+ + e^-) \leq 100 \text{ Мпк}$$

следовательно, фотоны от источников (удаленных на космологические расстояния), испущенные с энергиями $> 10 \text{ ТэВ}$, не могут достигать Земли. Поэтому наблюдение фотонов от блазара Markarian 501 с $E_\gamma > 20 \text{ ТэВ}$ представляет еще один астрофизический парадокс - наряду с наблюдениями UHECR.

Пробег протона до взаимодействия с излучением


$$\frac{1}{\lambda_{p\gamma}(E)} = \frac{1}{8\beta E^2} \int_{\varepsilon_{\min}}^{\infty} d\varepsilon \frac{n(\varepsilon)}{\varepsilon^2} \int_{s_{\min}}^{s_{\max}} ds \int_{-1}^1 ds \sigma(s)(s - m_p^2)$$

$$s = m_b^2 + m^2 + 2\varepsilon E(1 - \beta\beta_b \cos\theta) \quad 1/\lambda_p = \int d\varepsilon n_b(\varepsilon) \int_{-1}^1 d\cos\theta \frac{1 - \beta\beta_b}{2} \sigma(s)$$

Вероятность взаимодействия протона в ед. времени с полем излучения с плотностью числа фотонов $n_\gamma(\varepsilon, \Omega_\gamma)$:

$$\begin{aligned} K_{p\gamma}(E_p) &= \frac{1}{\lambda_{p\gamma}(E_p)} \\ &= \int d\varepsilon \int_{-1}^{+1} \frac{d\cos\theta_{p\gamma}}{2} (1 - \cos\theta_{p\gamma}) \\ &\quad \times n_\gamma(\varepsilon, \cos\theta_{p\gamma}) \sigma_{p\gamma}(\varepsilon_r), \end{aligned}$$

Пороговая энергия фотона в системе покоя протона

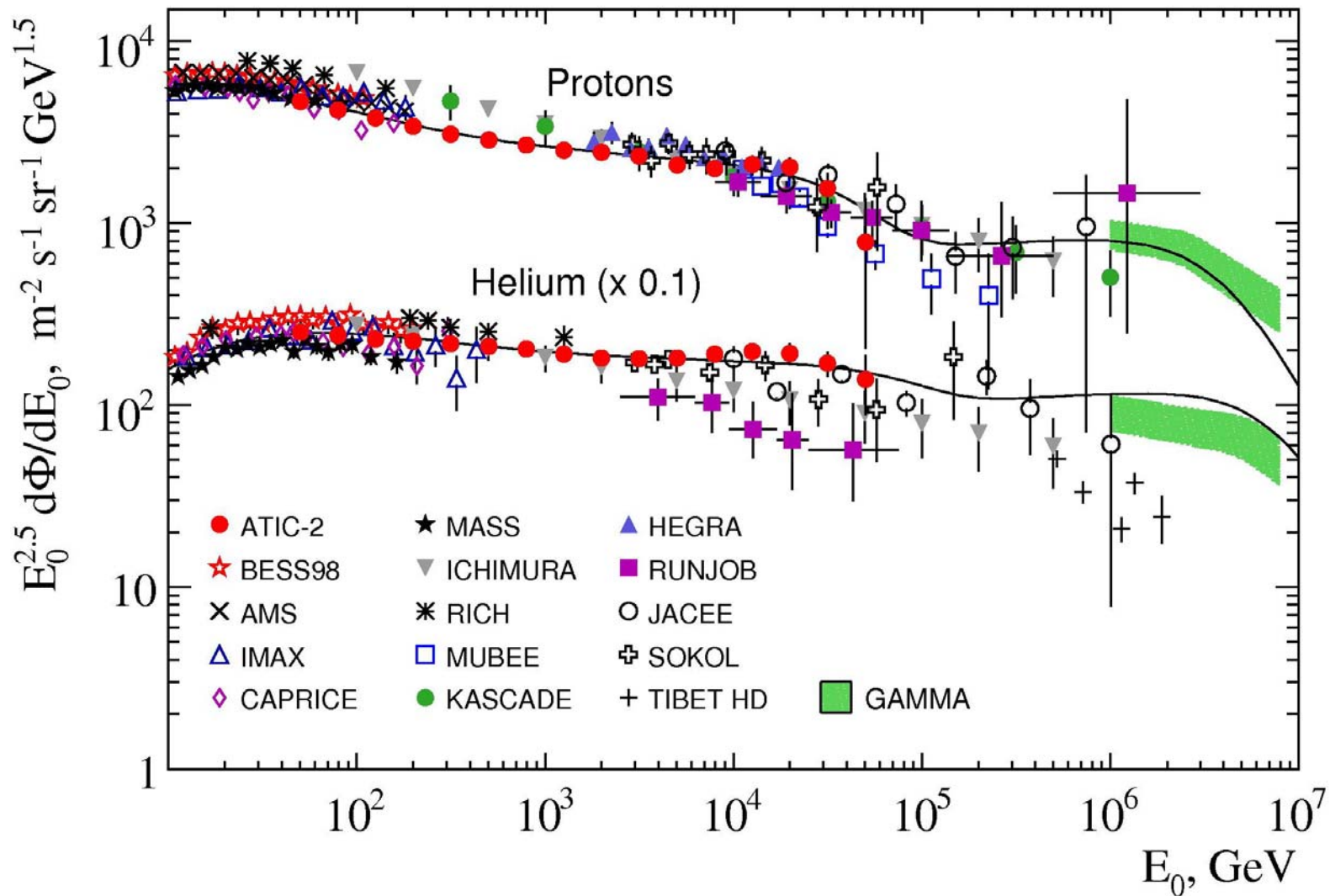
$$\varepsilon_{\text{th}} = m_\pi + \frac{m_\pi^2}{2m_p}$$


$$\varepsilon_r = \frac{E_p \varepsilon}{m_n} (1 - \cos\theta_{p\gamma})$$

$$K_{p\gamma}(E_p) = \frac{1}{2} \frac{m_p^2}{E_p^2} \int_{\varepsilon_{\text{th}}}^{\infty} d\varepsilon_r \varepsilon_r \sigma_{p\gamma}(\varepsilon_r) \int_{(m_p \varepsilon_r)/(2E_p)}^{\infty} d\varepsilon \frac{n_\gamma(\varepsilon)}{\varepsilon^2},$$

Новые параметризации спектра КЛ (1)

Измерения АТИС-2 и др. и модель Зацепина-Сокольской

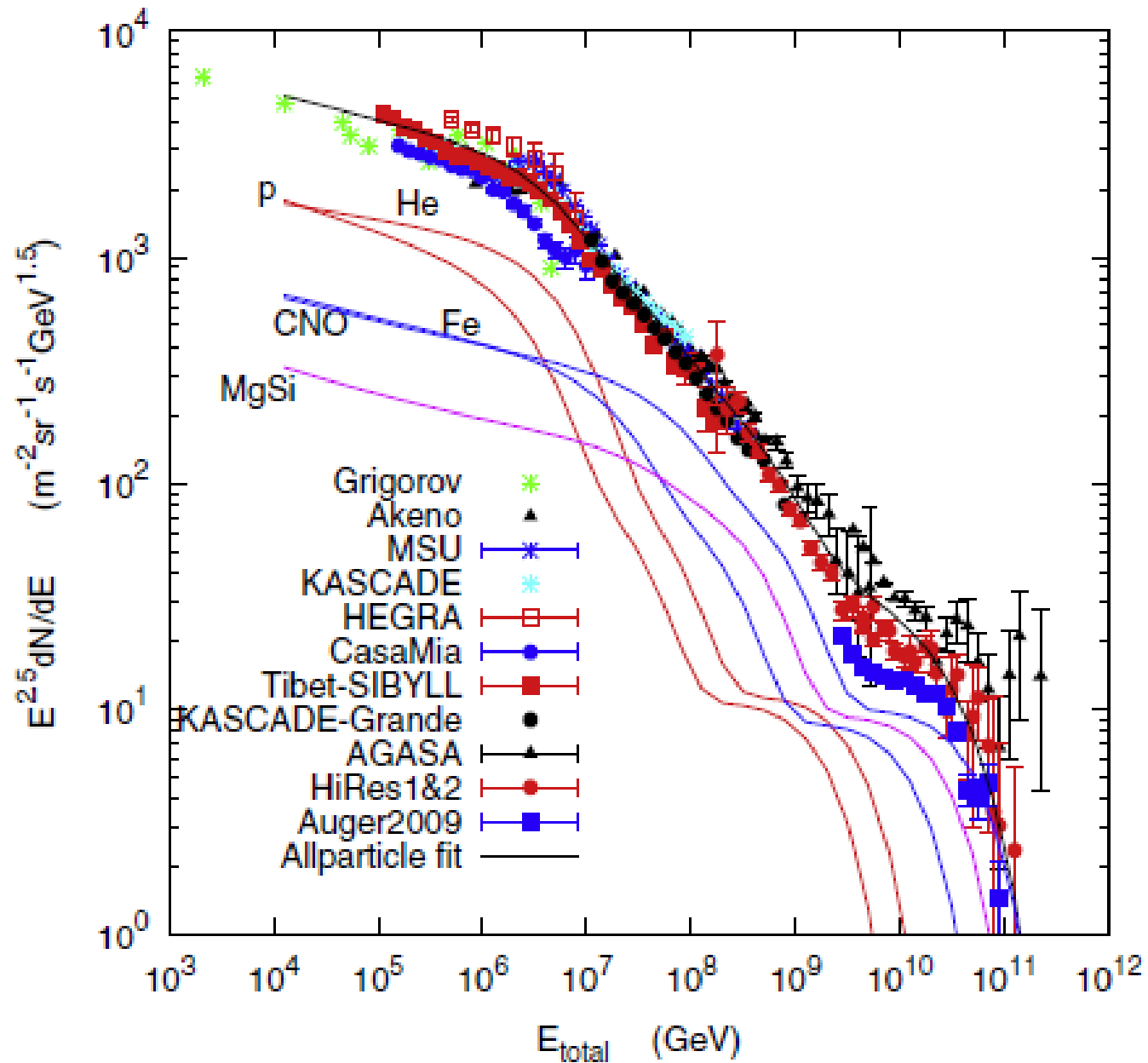


Новые параметризации спектра КЛ (2)

Hillas- Gaisser

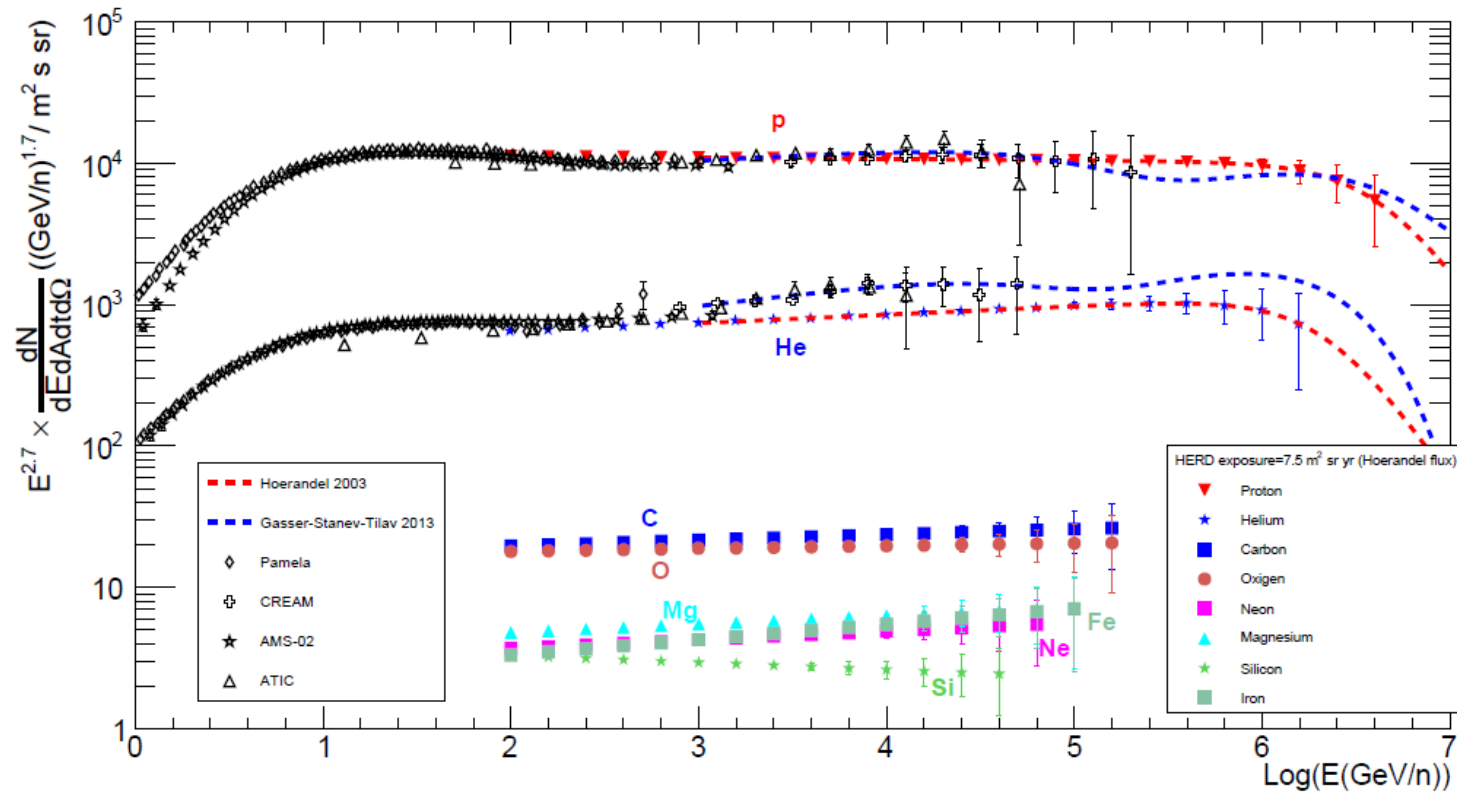
$$\phi_i(E) = \sum_{j=1}^3 a_{ij} E^{-\gamma_{ij}} \times \exp \left[-\frac{E}{Z_i R_{c,j}} \right].$$

R_c	γ	p	He	CNO	Mg-Si	Fe
γ for Pop. 1	—	1.66	1.58	1.63	1.67	1.63
Population 1: 4 PV	See line 1	7860	3550	2200	1430	2120
Pop. 2: 30 PV	1.4	20	20	13.4	13.4	13.4
Pop. 3 (mixed): 2 EV	1.4	1.7	1.7	1.14	1.14	1.14
Pop. 3 (Proton only): 60 EV	1.6	200	0	0	0	0



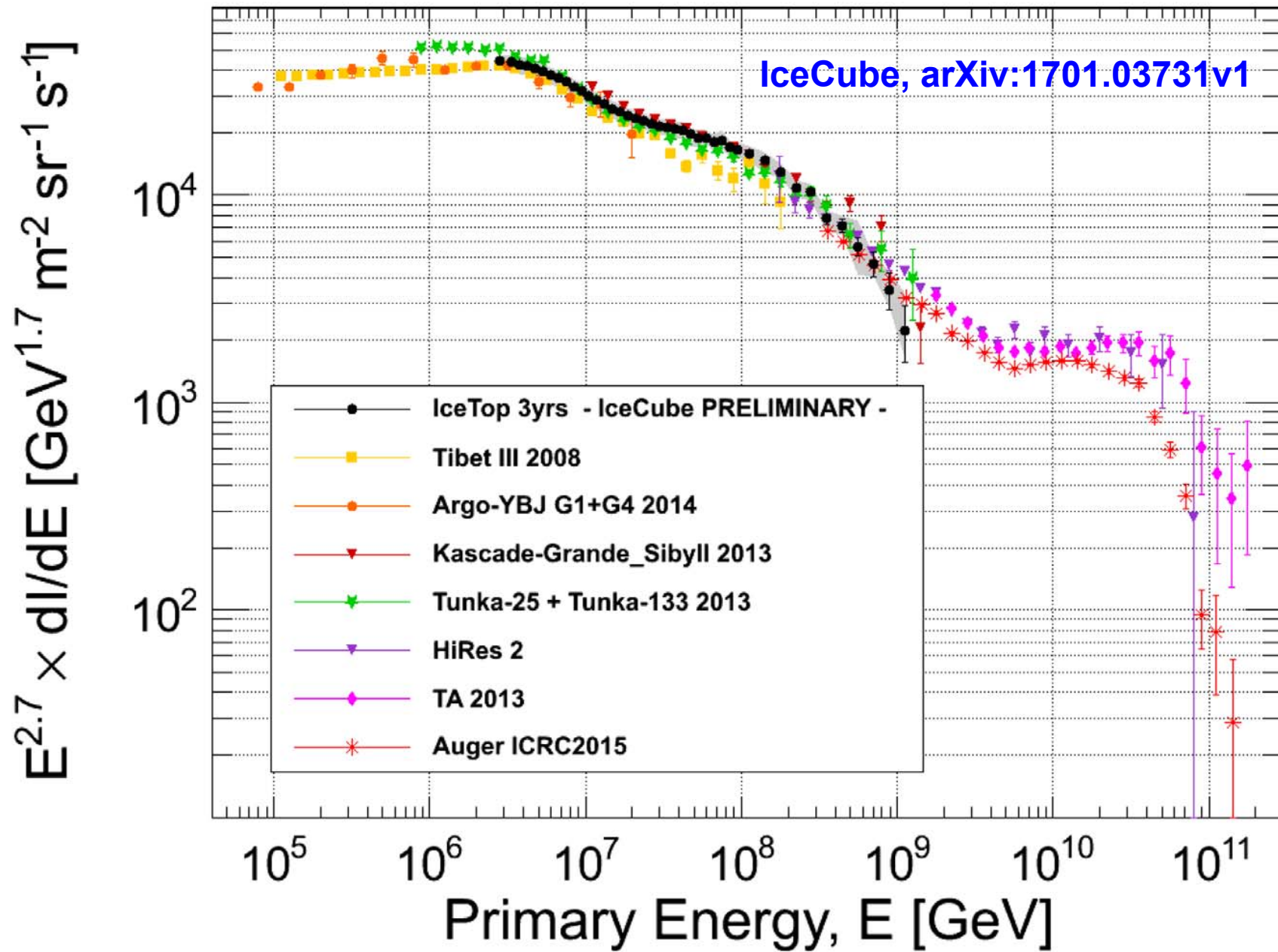
Протоны и ядра с энергиями до сотен ПэВ

1. From low energies up to 100 TeV:
2. Approaching the knee(s) with direct measurements

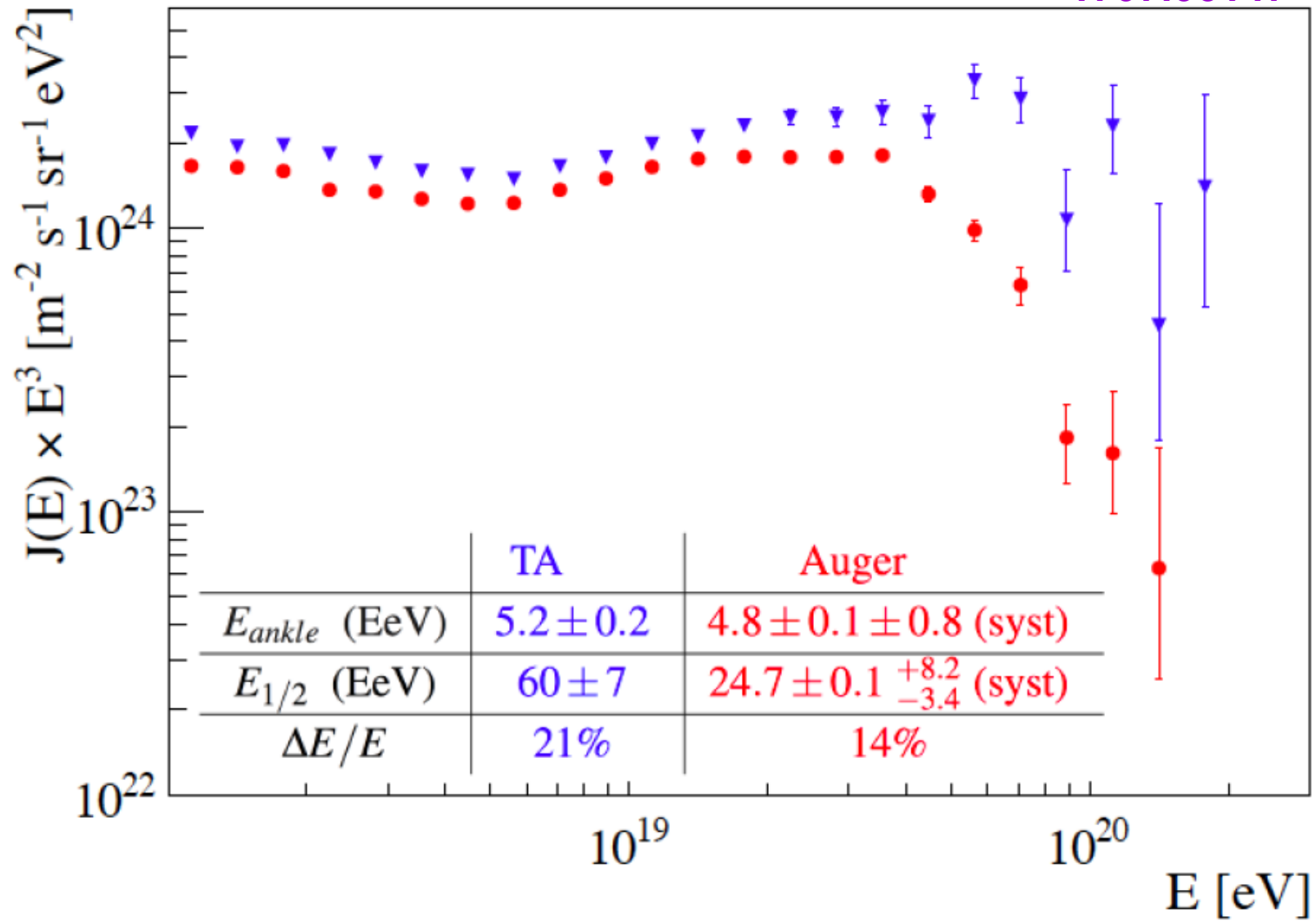


HERD (High Energy Radiation Detector) experiment

Fig. 7 Contributions of the HERD mission after 3 years of operation: individual proton and nuclei



1707.06147



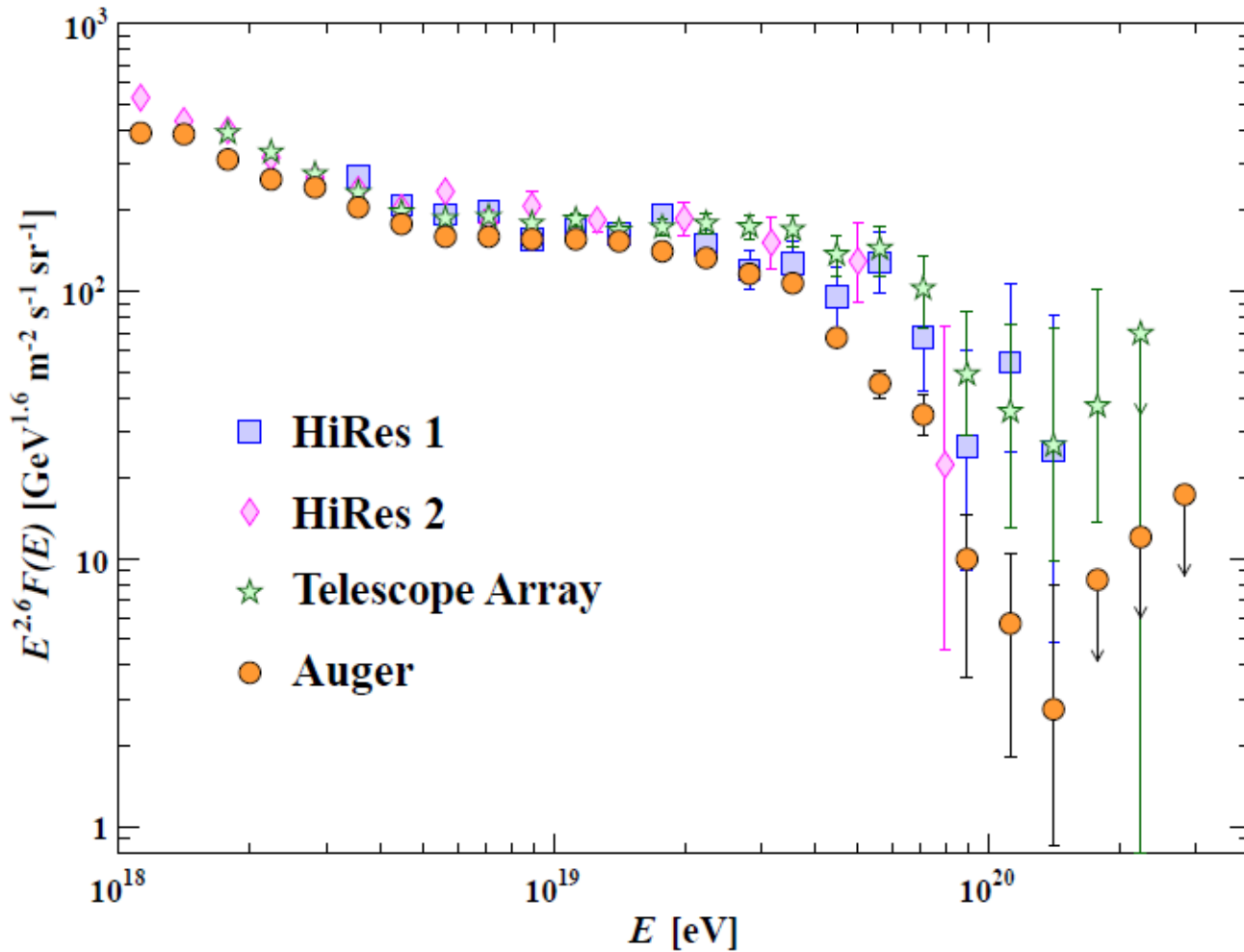


Figure 28.9: Expanded view of the highest energy portion of the cosmic-ray spectrum from data of HiRes 1&2 [101], the Telescope Array [103], and the Auger Observatory [104]. The HiRes stereo spectrum [122] is consistent with the HiRes 1&2 monocular results. The differential cosmic-ray flux is multiplied by $E^{2.6}$. The red arrow indicates the change in the plotted data for a systematic shift in the energy scale of 20%.

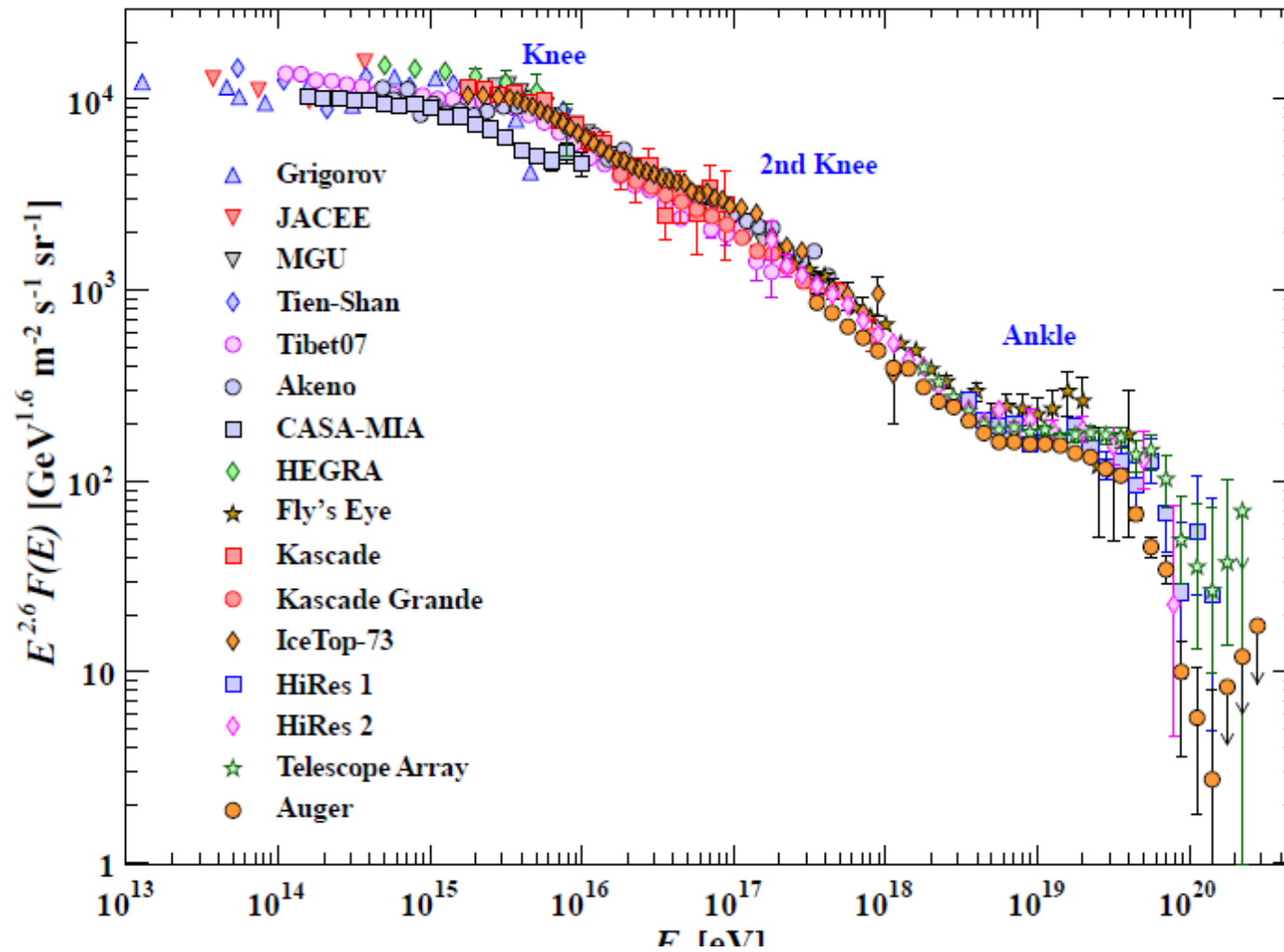
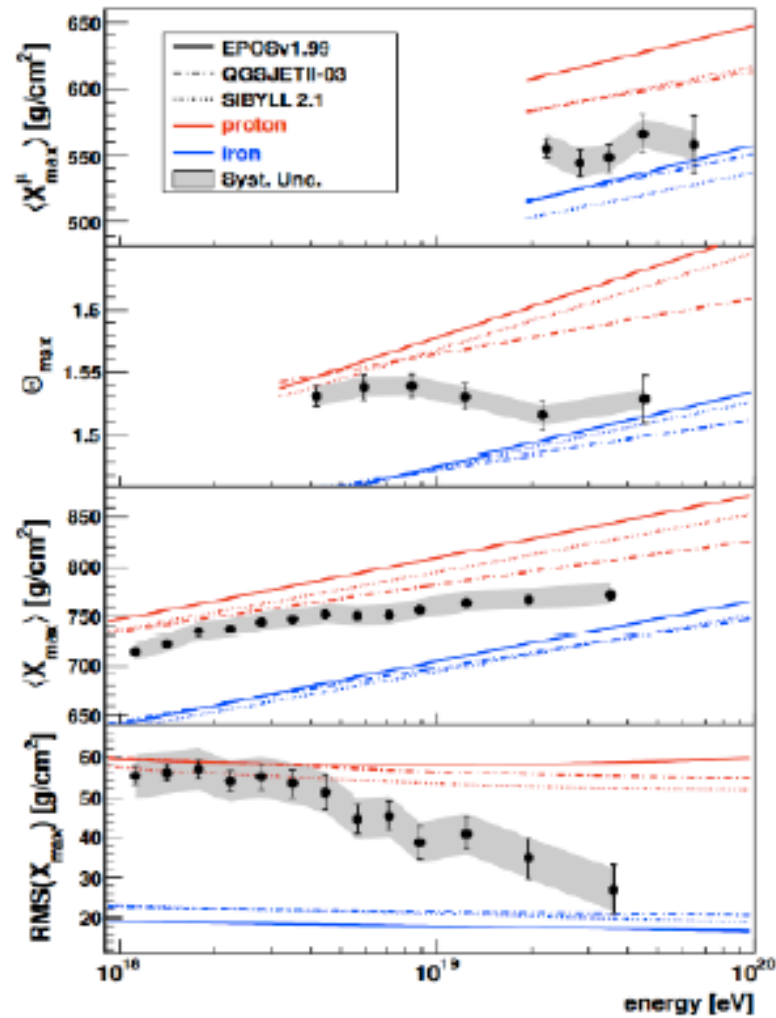


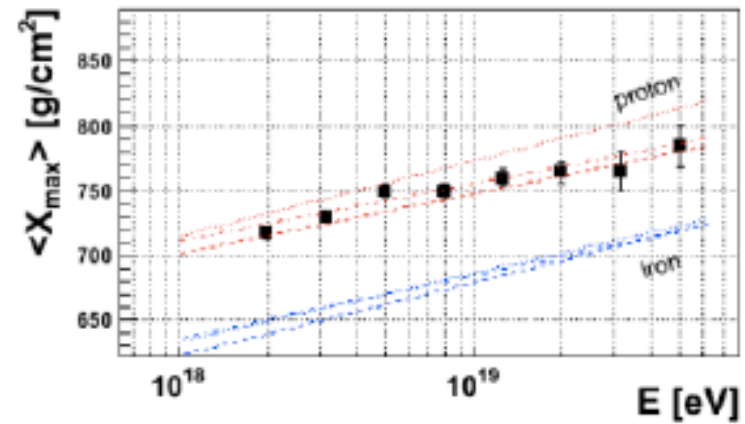
Figure 28.8: The all-particle spectrum as a function of E (energy-per-nucleus) from air shower measurements [88–99,101–104]

Protons or heavy Nuclei?

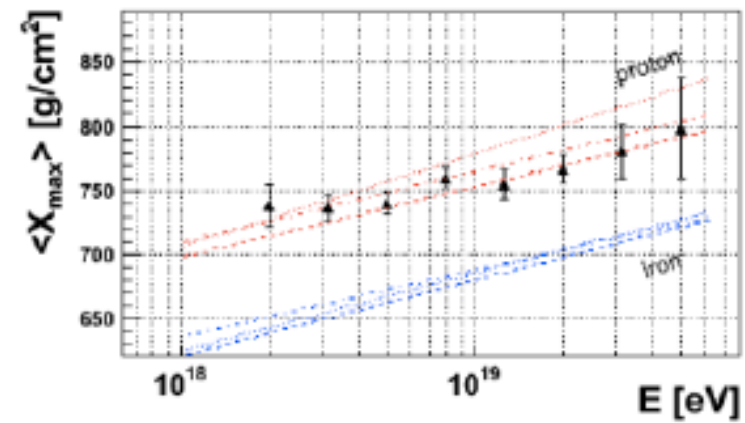
PAO - heavy nuclei



HiRes- protons



TA- protons



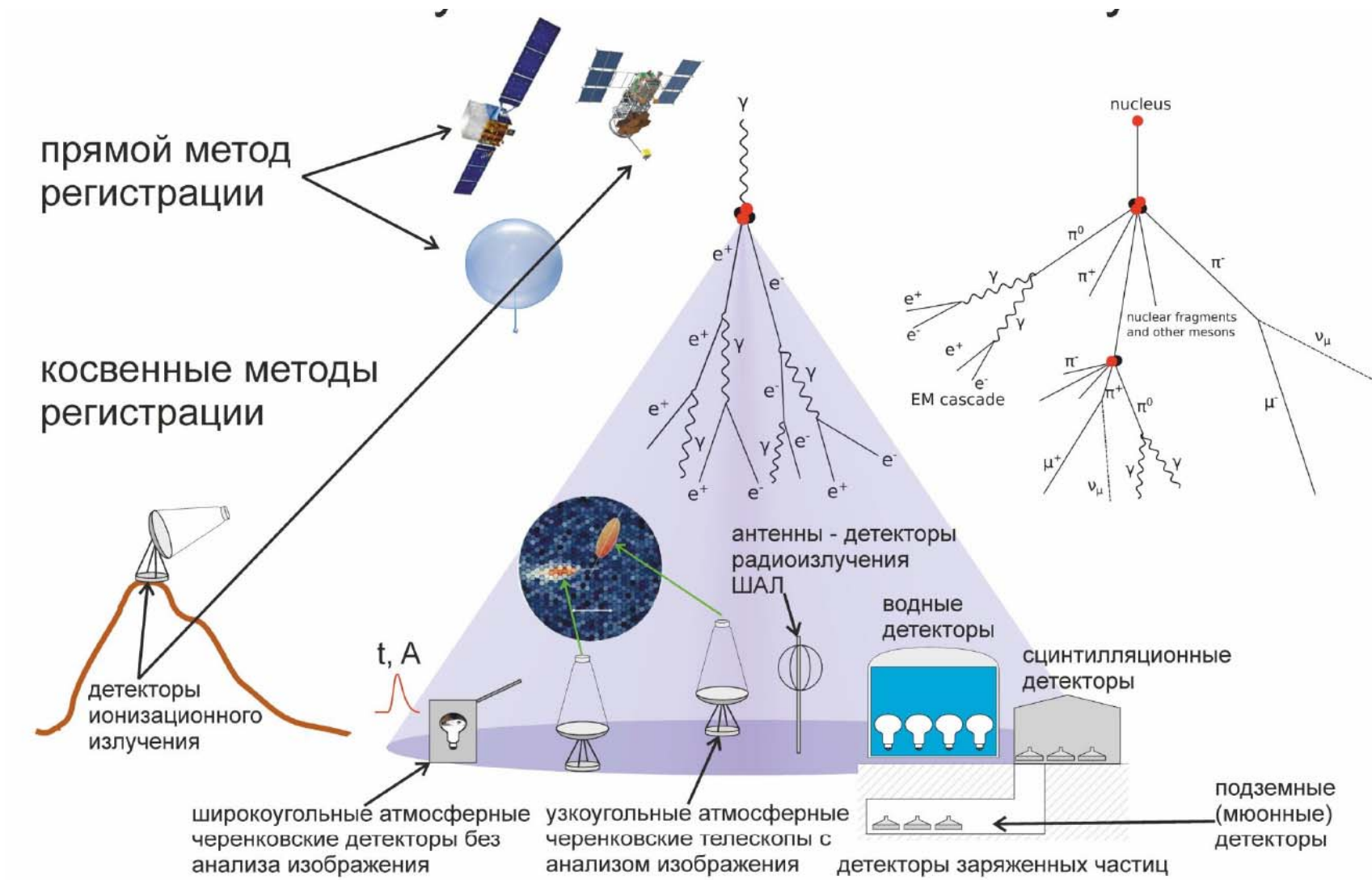
Анизотропия КЛ

- Arrival directions is the most robust observable:
 - independent of hadronic models
 - free from systematic errors

	exposure (km ² yr sr)	angular resolution	energy resolution	# of events at $E > 10$ EeV
Auger	~ 21 000	0.9°	~ 17%	4727
HiRes	~ 2 500*	0.6°	~ 14%	378
TA	~ 2 900	1.5°	~ 20%	854
Yakutsk	824	2.5°	~ 30%	364

* at $E = 10^{20}$ eV

Методы детектирования космических лучей и гамма-излучения ВЭ



Широкий атмосферный ливень



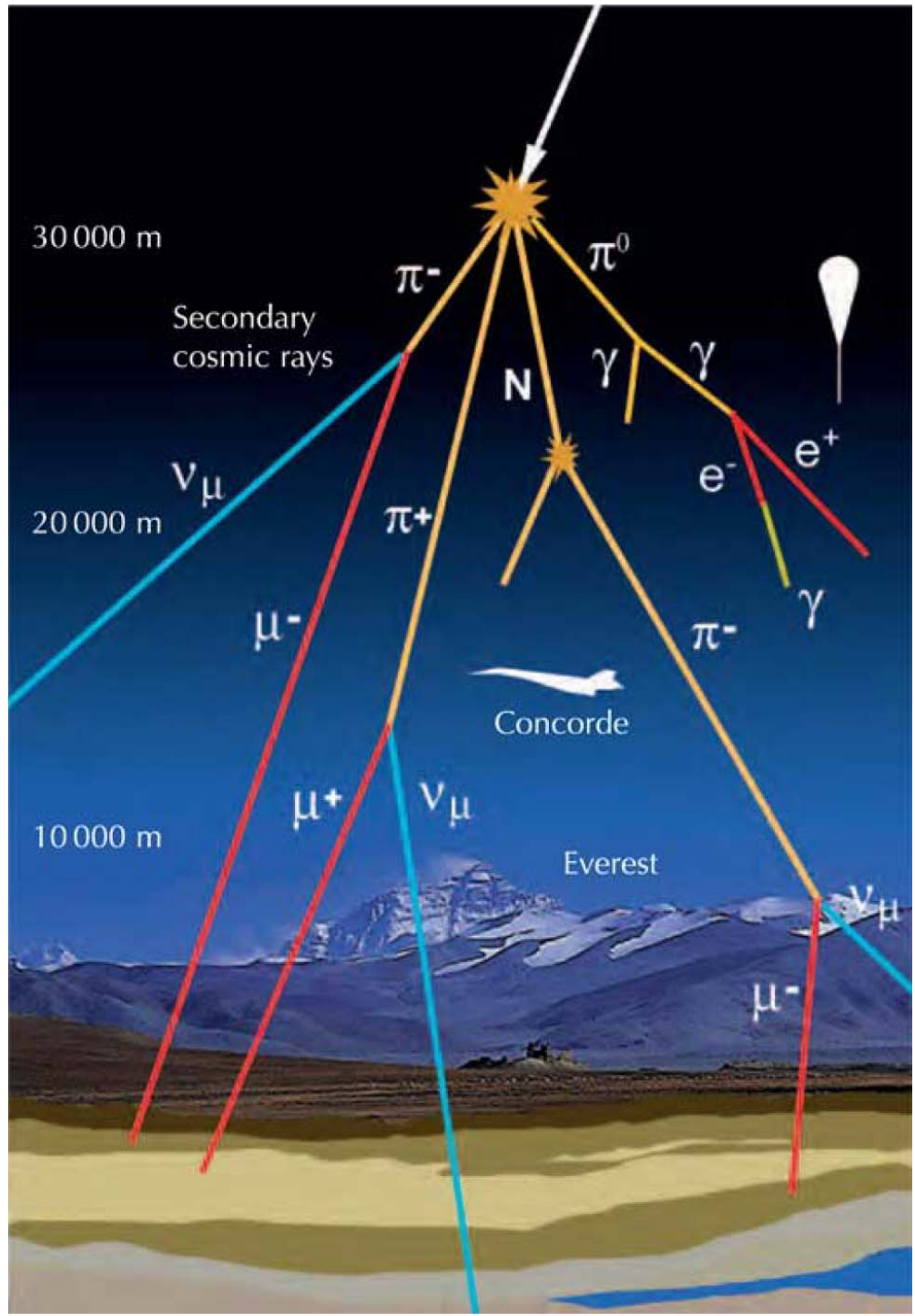
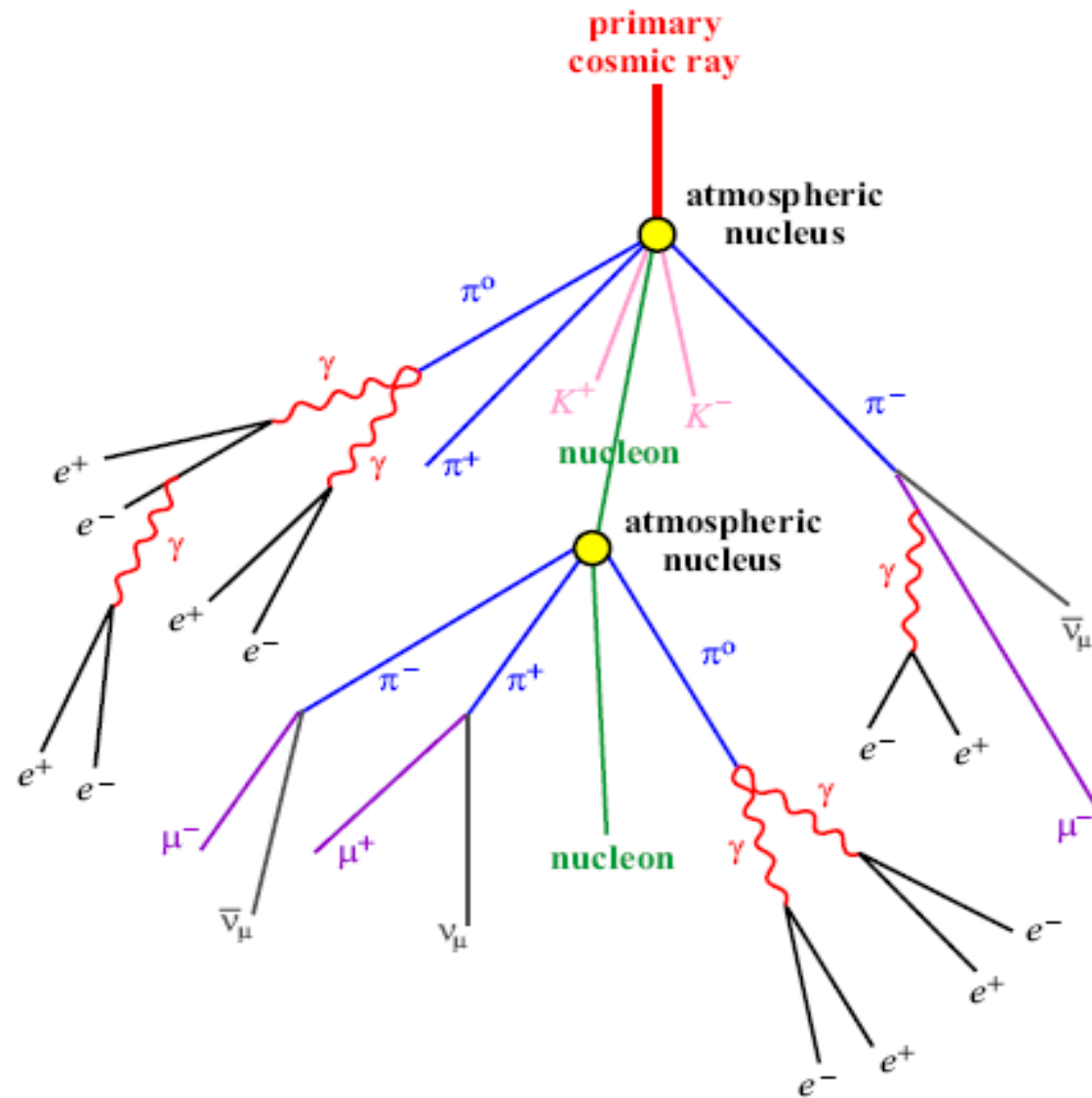
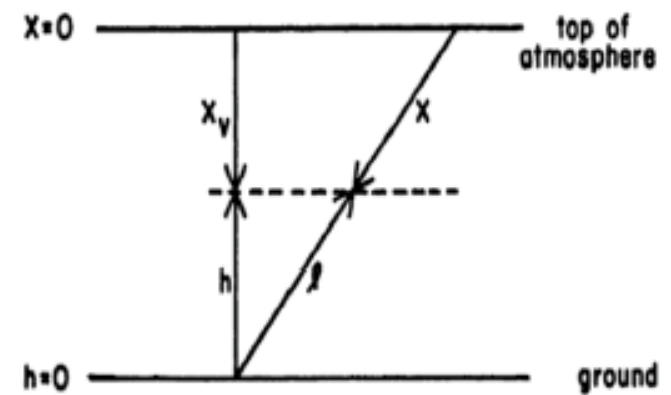
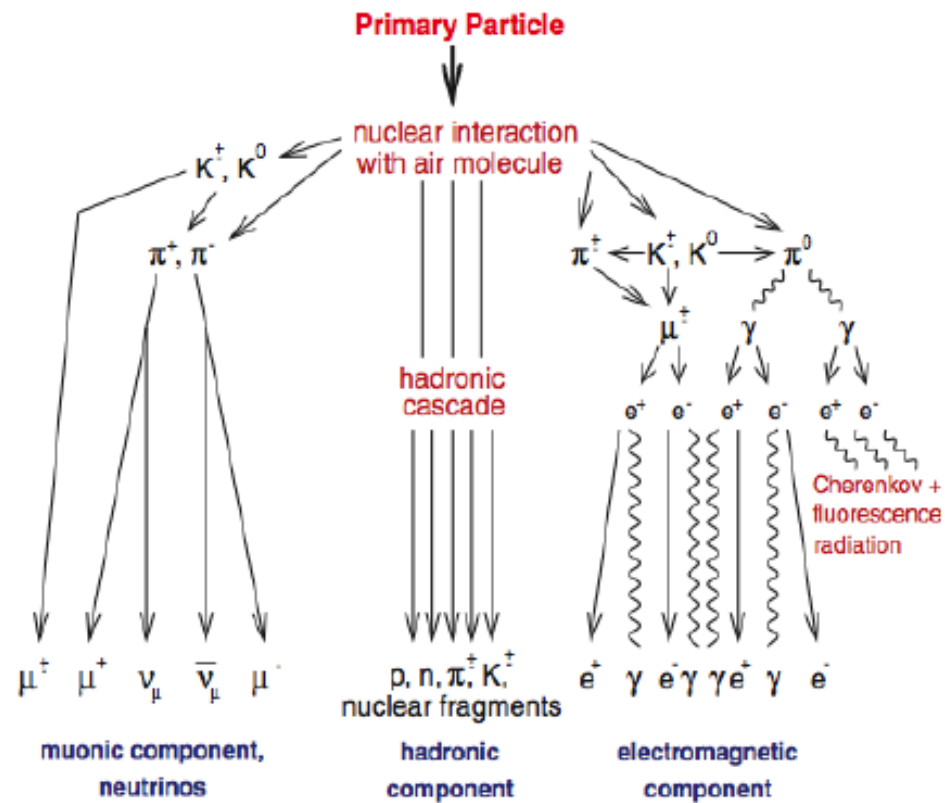


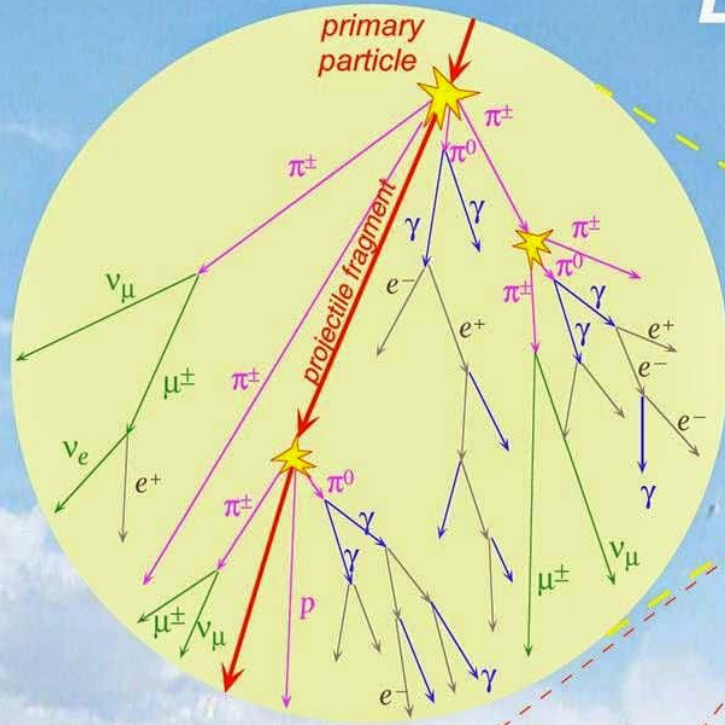
Схема развития ШАЛ





$$X_V(h) = \int_h^\infty \rho(h') dh' \text{ g cm}^{-2}$$

Extended Air Showers



primary particle

Pierre Auger Observatory:
 $10^{19} \text{ eV} < E < 10^{21++} \text{ eV}$

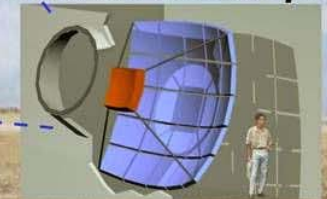
Trajektorie

Cherenkov light

Fluorescence light - isotropic

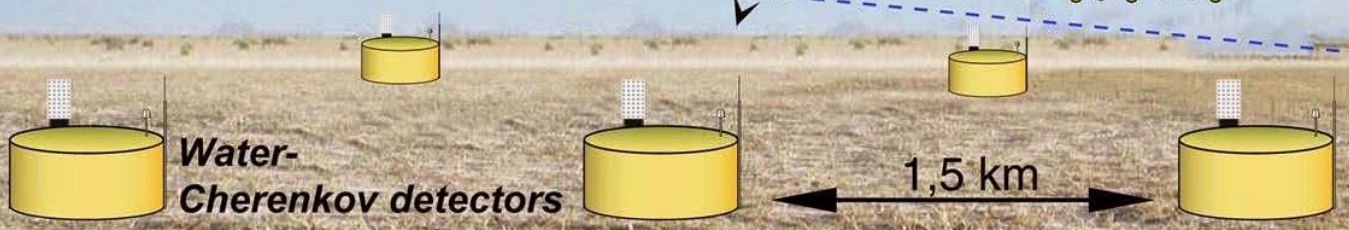
$\gamma \approx c$
1 m thickness

Electronic
Schmidt telescope

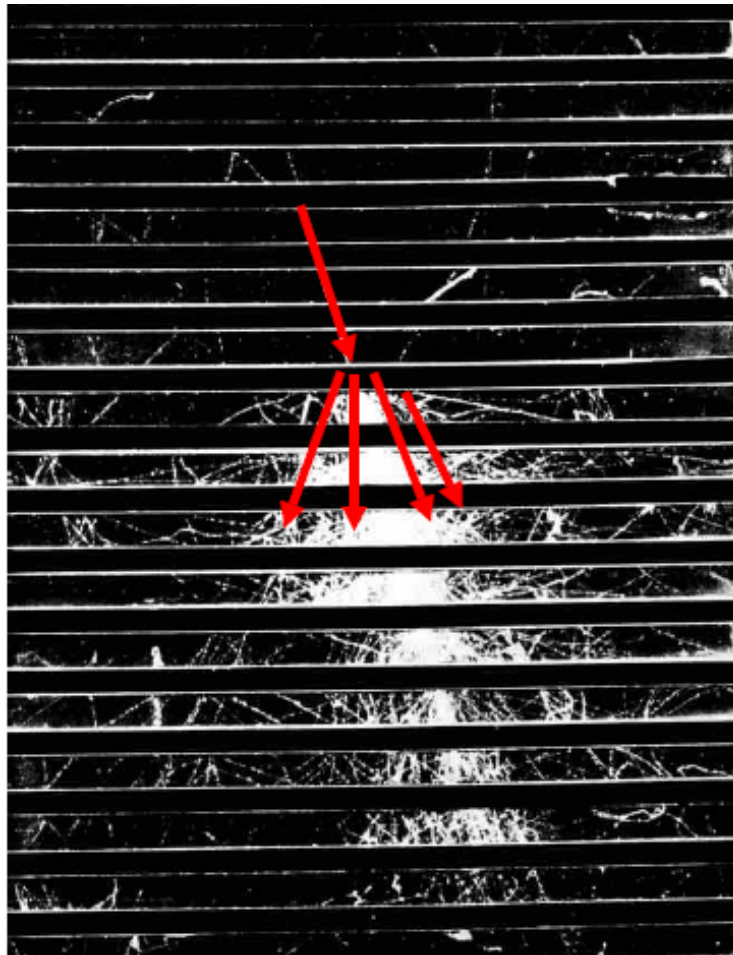


Water-Cherenkov detectors

1,5 km



Как выглядит ШАЛ

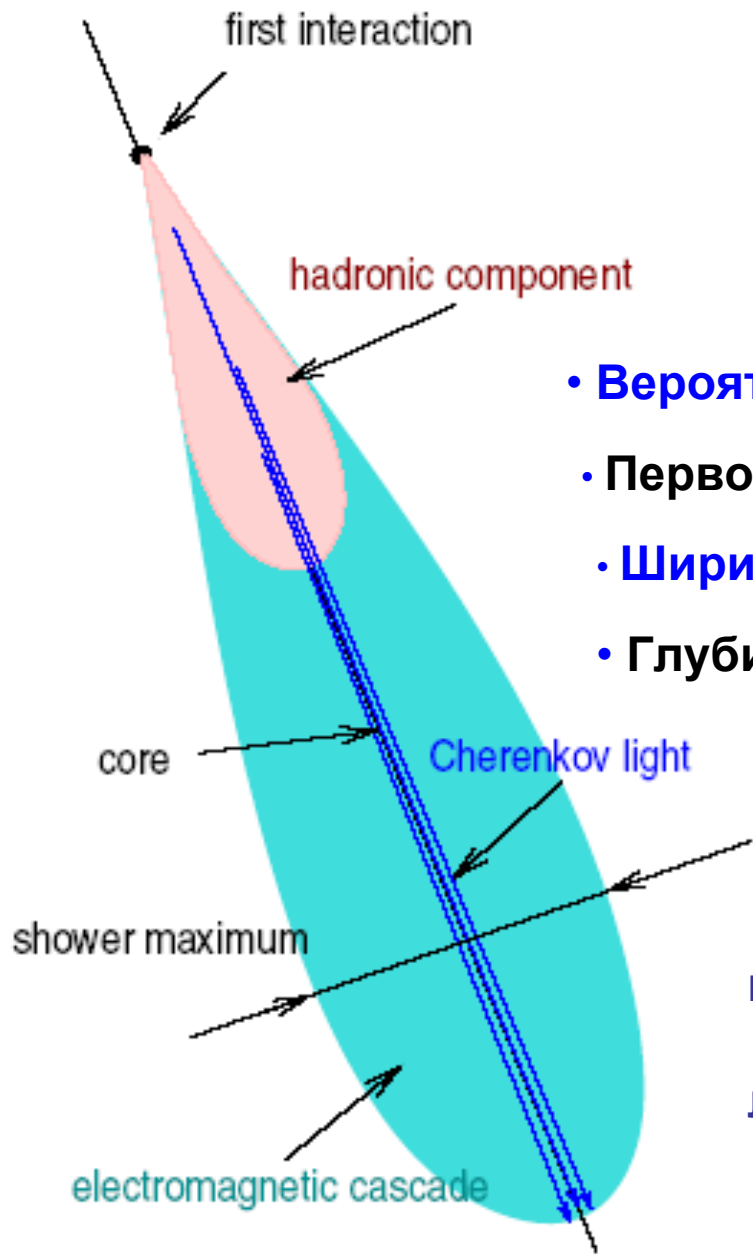


Наблюдаются 2 основных типа ливней:

✓ ЭМ порождаются частицами, взаимодействующими электромагнитным образом (электроны, фотоны ...);

✓ адронные ливни порождаются сильновзаимодействующими частицами (адроны - нуклоны, мезоны, ...)

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



ШАЛ

EAS = Extensive Air Shower

$$X = \int \rho(x) dl = m_p \int n(x) dl, \text{ гсм}^{-2}$$

$$X_V(h) = \int_h^\infty \rho(h') dh' \text{ г см}^{-2}$$

- Вероятность взаимодействия ~ 1 при $\sigma \int n(x) dl \sim 1$
- Первое взаимодействие : $H \sim 10$ км, $X \sim 100 \text{ гсм}^{-2}$
- Ширина ливня в максимуме: несколько км
- Глубина 1-го взаимодей. зависит от сорта частицы :

$$X_{Fe} < X_p < X_\gamma$$

Развитие ливня нечувствительно к сорту первичной частицы – детали усредняются. Однако: мюонов в р-ливне больше, чем в γ -ливне.

Свойства ШАЛ (1)

- ШАЛ - тонкий диск, движущийся со скоростью света:
толщина (d) ~ 1.5 м в центре (y оси) и $d < \sim 50$ м на расстоянии ~ 100 м от оси
- ШАЛ (при $E > 100$ ТэВ) - несколько км в поперечнике;
при $E \sim 100$ ЭэВ (10^{20} эВ) ШАЛ покрывает площадь в сотни кв. км
- Ось ливня практически совпадает с направлением первичной частицы;
вблизи оси 98% - электроны и фотоны, 200 м от оси - 80% е, 20% мюны
- На переднем фронте - электроны (массивные частицы запаздывают)
- Фронт диска имеет кривизну, зависящую от “возраста” (моложе – кривизна больше); кривизна, в принципе, может использоваться для нахождения глубины 1-го взаимодействия; $R_{\text{curv}} \sim 1.5$ км на $L > 200$ м
- Старые (и под большими углами) ливни состоят из мюонов – наиболее проникающей ЕМ-компоненты

Свойства ШАЛ (2)

Поперечное (lateral) распределение заряженных частиц (ФПР)

Каскадная теория дает $\rho_e(r) = C(s) \frac{N_e}{2\pi R_0^2} \left(\frac{r}{R_0}\right)^{s-2.15} \left(1 + \frac{r}{R_0}\right)^{s-4.5}$ s – “возраст” ливня;
 $s \approx 1.1$ на высоте гор,
 $s \approx 1.2$ на уровне моря
 (s растет при уменьшении r/R_0)
 $0.16 \leq C(s) \leq 0.4$ при $0.5 \leq s \leq 1.5$

$\rho_e(r) \Rightarrow N_e = 2\pi \int \rho_e(r) r dr$

Спектр ливней на у.м. :

$$K(N_e, x=0) = \begin{cases} 2 \cdot 10^{-10} (N_e/10^5)^{-2.5 \pm 0.7}, & 10^4 < N_e < 10^6 \\ 6.3 \cdot 10^{-12} (N_e/10^6)^{-2.5 \pm 0.7}, & N_e > 10^6 \end{cases} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1},$$

$R_0 = \sqrt{\langle \theta^2 \rangle} \frac{t_0}{\rho} \approx 310 \left(\frac{21 \text{ МэВ}}{\epsilon_c} \right) \text{ м} \Rightarrow 9.5 \text{ Гсм}^{-2}$ – мёллеровский радиус (кулон. расс.)
 $\epsilon_c \approx 81.6 \text{ МэВ}$ (80-90 м на уровне моря)

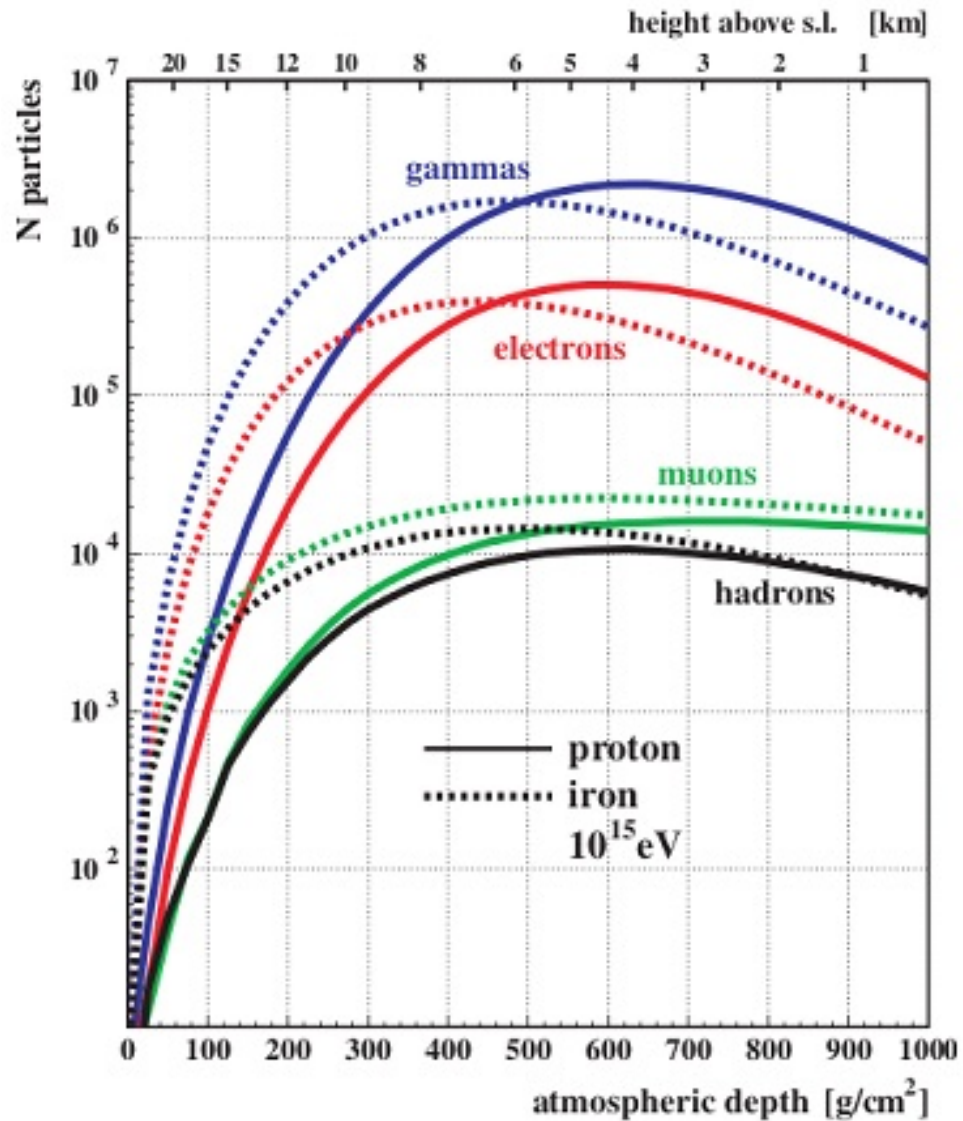
Мёллеровское – это упругое ее-рассеяние (Ch. Möller, 1932):

При $s \rightarrow 2$ ФПР перестает зависеть от r (при $r \ll \sim 1$ м) - это ствол ливня.

кЭД $\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_e^2 \frac{1 + \beta^2}{4\beta^4 \Gamma^2} \left[\frac{4}{\sin^4 \theta} - \frac{3}{\sin^2 \theta} + \frac{\beta^4}{(1 + \beta^2)^2} \left(1 + \frac{4}{\sin \theta} \right) \right]$ $v \ll c$

Резерфорд (1911), Мотт (1930) (в СЦМ) $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{e^4}{(16\pi m_e V^2)^2} \left[\frac{1}{\sin^4(\theta/2)} + \frac{1}{\cos^4(\theta/2)} - \frac{4}{\sin^2 \theta} \right]$

Продольное развитие ШАЛ



Моделирование p- и Fe-ливней с помощью пакета CORSIKA

Heck D et al 1998 FZKA
Report Forschungszentrum
Karlsruhe 6019

Продольный профиль ШАЛ. Формула Гайссера-Хилласа

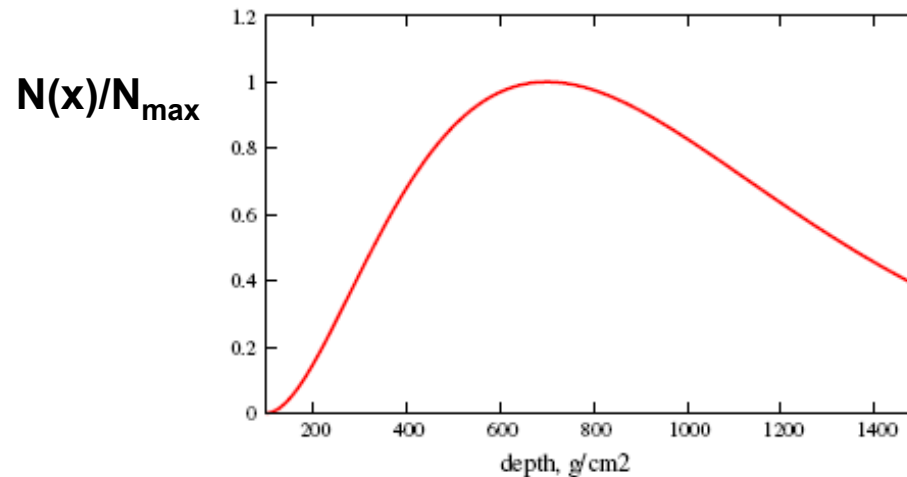
Extensive airshowers

Longitudinal shower profile is expressed in terms of atmospheric depth $X = \int \rho dl$ and approximately given by the Gaisser-Hillas formula:

$$N(X) = N_{max} \left(\frac{X - X_{max}}{X_{max} - X_0} \right)^{\frac{X_{max} - X_0}{\lambda}} \exp \left(\frac{X_{max} - X}{\lambda} \right)$$

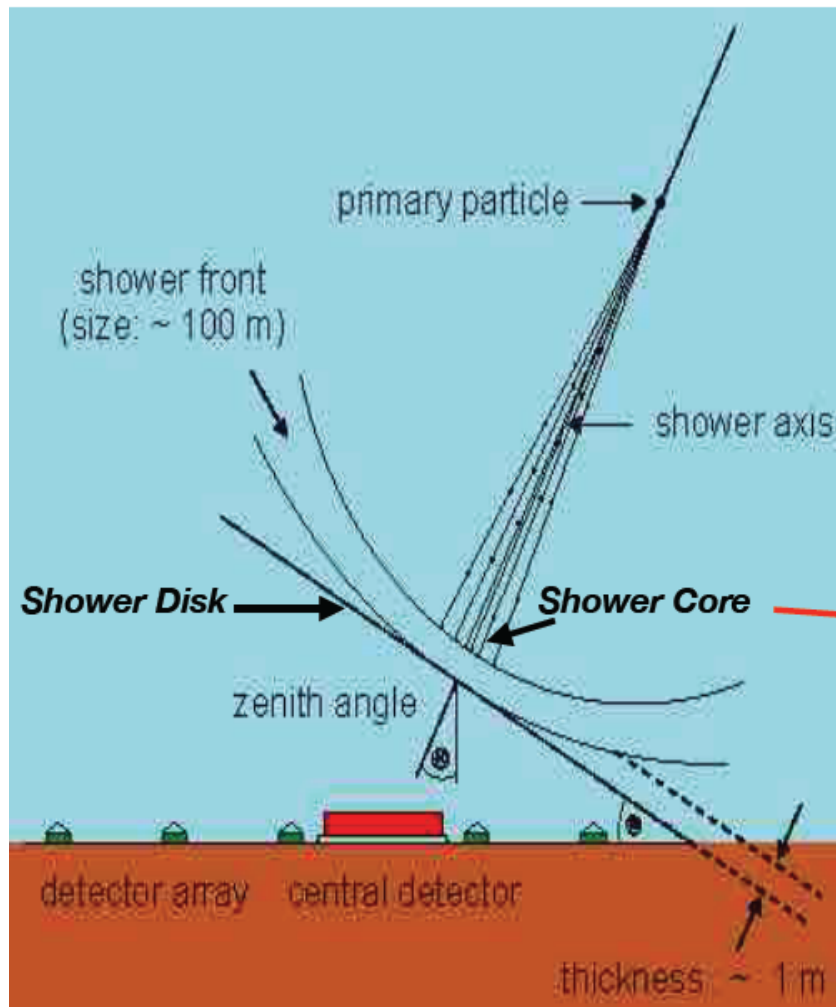
- X_{max} — depth of the maximum
- X_0 — depth of the first interaction
- λ — a parameter

$$\lambda = 70 \text{ g/cm}^2$$



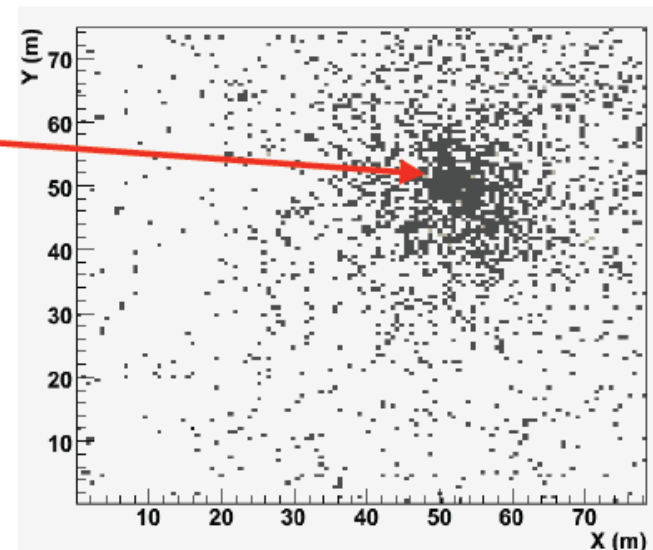
Поперечное распределение ШАЛ

Secondary particles form a narrow “bundle”: *the shower core*



Multiple scattering in atmosphere and initial transverse momentum p_T cause *particles to spread out laterally* from the core → *lateral distribution*: particle density is greater in the core and it decreases with increasing distance from it.

Due to different path lengths and velocities across the atmosphere shower particles are distributed over a wide area in a *thin curved (parabolic) disk*.



ARGO-YBJ

Поперечное распределение частиц ШАЛ

Extensive airshowers

Lateral distribution (density of charged particles as distance r from the core) is well fitted by the Linsley formula

where $B(m, n)$ is the beta function. The values of the parameters depend on shower size (N_e), depth in the atmosphere, identity of the primary nucleus, etc. For showers with $N_e \approx 10^6$ at sea level, Greisen uses $s = 1.25$, $d = 1$, and $C_2 = 0.088$. Finally, x is r/r_1 , where r_1 is the Molière radius, which depends on the density of the atmosphere and hence on the altitude at which showers are detected. At sea level $r_1 \approx 78$ m. It increases with altitude as the air density decreases. (See

$$S(r) = \text{const} \cdot \left(\frac{r}{R_0}\right)^{-\alpha} \left(1 + \frac{r}{R_0}\right)^{-(\eta-\alpha)}$$

R_0 — Moliere radius $\sim 80 - 90$ m $R_0 = \sqrt{\langle \theta^2 \rangle} \frac{t_0}{\rho} \approx 310 \left(\frac{21 \text{ МэВ}}{\varepsilon_c}\right) \text{ м}$
 α, η — two shape parameters

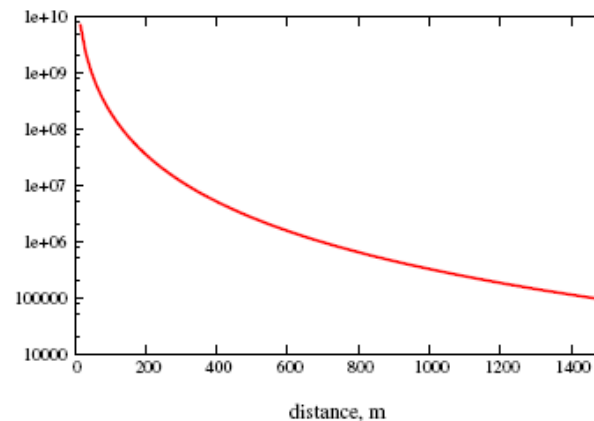
Nishimura-Kamata-Greisen (NKG)

$$\rho_e(r) = C(s) \frac{N_e}{2\pi R_0^2} \left(\frac{r}{R_0}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{R_0}\right)^{s-4.5}$$

Из PDG 2012:

$$\rho_e = C_1(s, d, C_2) x^{(s-2)} (1+x)^{(s-4.5)} (1+C_2 x^d)$$

$$C_1(s, d, C_2) = \frac{N_e}{2\pi r_1^2} [B(s, 4.5 - 2s) + C_2 B(s + d, 4.5 - d - 2s)]^{-1}$$



Радиационная длина и критическая энергия

$$-\left(\frac{1}{E} \frac{dE}{dx}\right)_{rad} = 1/t_0 \quad \longrightarrow \quad E(x) = E_0 \exp(-x/t_0)$$

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \beta_{ion}; \quad \text{существует} \quad E = \varepsilon_c \quad \longrightarrow \quad \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \quad \longrightarrow \quad \varepsilon_c / t_0 = \beta_{ion}$$

т. е. $\varepsilon_c = E(x = t_0) = E_0 / e = \beta_{ion} t_0$

$$\varepsilon_c \simeq 84 \text{ МэВ (воздух)}, \quad \varepsilon_c \simeq 73 \text{ МэВ (вода)}; \quad \varepsilon_c \sim (550/Z) \text{ MeV}$$

Ионизационные и другие потери энергии в ЭФК (ливне) (Баба и Гайтлер; Карлсон и Оппенгеймер – 1937)

Беленький С.З. Лавинные процессы в космических лучах М.-Л: ОГИЗ, 1948

- 1) ион. потери (e), 2) кулоновское рассеяние (e), 3) комптоновское рассеяние (γe),
- 4) тормозное излучение, 5) рождение $e^+ e^-$ -пар.

В области высоких энергий главную роль играют радиационные процессы (4 и 5).

Развитие ЭФК широкого атмосферного ливня (1)

Качественное описание развития ЭМ-компоненты ШАЛ в модели Гайтлера :

Из определения критической энергии – $\varepsilon_c = \beta_{ion} t_0$ (1)

$$\beta_{ion} \approx 2.2 \text{ МэВ/Г}\cdot\text{см}^{-2}, \quad t_0 = 37.1 \text{ Г}\cdot\text{см}^{-2}, \quad \varepsilon_c \approx 81.62 \text{ МэВ}$$

- ❖ Примем, что в электромагнитном каскаде каждый электрон с энергией больше критической $E > \varepsilon_c$ излучает на радиационной единице пробега тормозной фотон, которому передает половину своей энергии.
- ❖ Считаем, что фотон на радиационной единице рождает пару, причем его энергия распределяется поровну между электроном и позитроном.
- ❖ Пренебрегаем энергетическими потерями электронов на возбуждение и ионизацию атомов, фотоэффектом и комптоновским рассеянием фотонов.
- ❖ Считаем, что электроны перестают излучать, когда их энергия станет меньше критической и когда становится важным учет именно ионизационных потерь - механизма диссипации энергии.

Развитие ЭФК ШАЛ (2)

J. Matthews / Astroparticle Physics 22 (2005) 387–397

$(t = X / t_0 - \text{глубина в радиационных единицах})$

$$N(E, t) = 2^t \quad E = E_0 / N(E, t) \quad t(E) = \ln(E_0 / E) / \ln 2 \quad (2)$$

$$N_{\max} = 2^{t_m} \quad N_{\max} = E_0 / \varepsilon_c \quad t_m = \ln(E_0 / \varepsilon_c) / \ln 2 \quad (3)$$

Полное число ливневых частиц: $N_{\max}(E_0, t_m) = \frac{0.31}{\sqrt{\ln(E_0 / \varepsilon_c)}} \frac{E_0}{\varepsilon_c}$ каскадная теория

$$N_{\text{tot}}(E) = \int_0^{t(E)} N(E, t) dt = \frac{e^{t(E) \ln 2} - 1}{\ln 2} = \frac{E_0 / E - 1}{\ln 2} \quad (4)$$

Для $E_0 \gg \varepsilon_c$ ($t \gg 1$) $N_{\text{tot}}(E < \varepsilon_c) \approx N_{\text{tot}}(\varepsilon_c) \approx \frac{N_{\max}(\varepsilon_c)}{\ln 2} = 1.44 \frac{E_0}{\varepsilon_c}$ (5)

Глубина, на которой число электронов и фотонов в ливне достигает максимума, определяется из уравнения (3):

$$X_{\max} = t_0 t_m = t_0 \ln(E_0 / \varepsilon_c) / \ln 2 \quad (6)$$

Нам малых расстояниях от оси ШАЛ является плоским диском, радиус которого определяется кулоновским рассеянием электронов:

$$R_0 = \frac{E_s t_0}{\varepsilon_c \rho} \approx 310 \text{ м} \times (21 \text{ МэВ} / \varepsilon_c) .$$

Моделирование ШАЛ

- Полное аналитическое описание ливня – нереально
- Метод Монте-Карло – CORSIKA, ARES, MARS
- Численный расчет ресурсно-затратный, поэтому требует упрощающих приближений
- Критический пункт расчетов и источник больших систематических погрешностей – модели адронных взаимодействий: необходимо их использовать при очень высоких энергиях, где они не прошли проверку на эксперименте
- Очень актуальны новые данные LHC, и они уже используются для корректирования моделей, однако ...

CORSIKA = COsmic Ray Simulations for KAscade

(KASCADE = KARlsruhe Shower Core and Array DETector)

ARES = AIR shower Extended Simulations (S.J.Scuitto, 2002)

MARS = Mokhov AiR Showers (N.V. Mokhov et al., nucl-th/9812038) (без расчета черенковского света)

Характеристики ШАЛ

✓ Характеристики ШАЛ чувствительны к составу КЛ на глубине максимума развития ливня X_{\max}

✓ Средние значения X_{\max} и ΔX_{\max} отличаются для p-, и Fe-ливней:

$$X_{\max}^p > X_{\max}^{\text{Fe}}; \quad \Delta X_{\max}^p > \Delta X_{\max}^{\text{Fe}}$$

Непосредственные измерения X_{\max} возможны только на установках, регистрирующих флуоресцентное излучение.

Greisen [77] gives the following approximate expressions for the numbers and lateral distributions of particles in showers at ground level. The total number of muons N_{μ} with energies above 1 GeV is

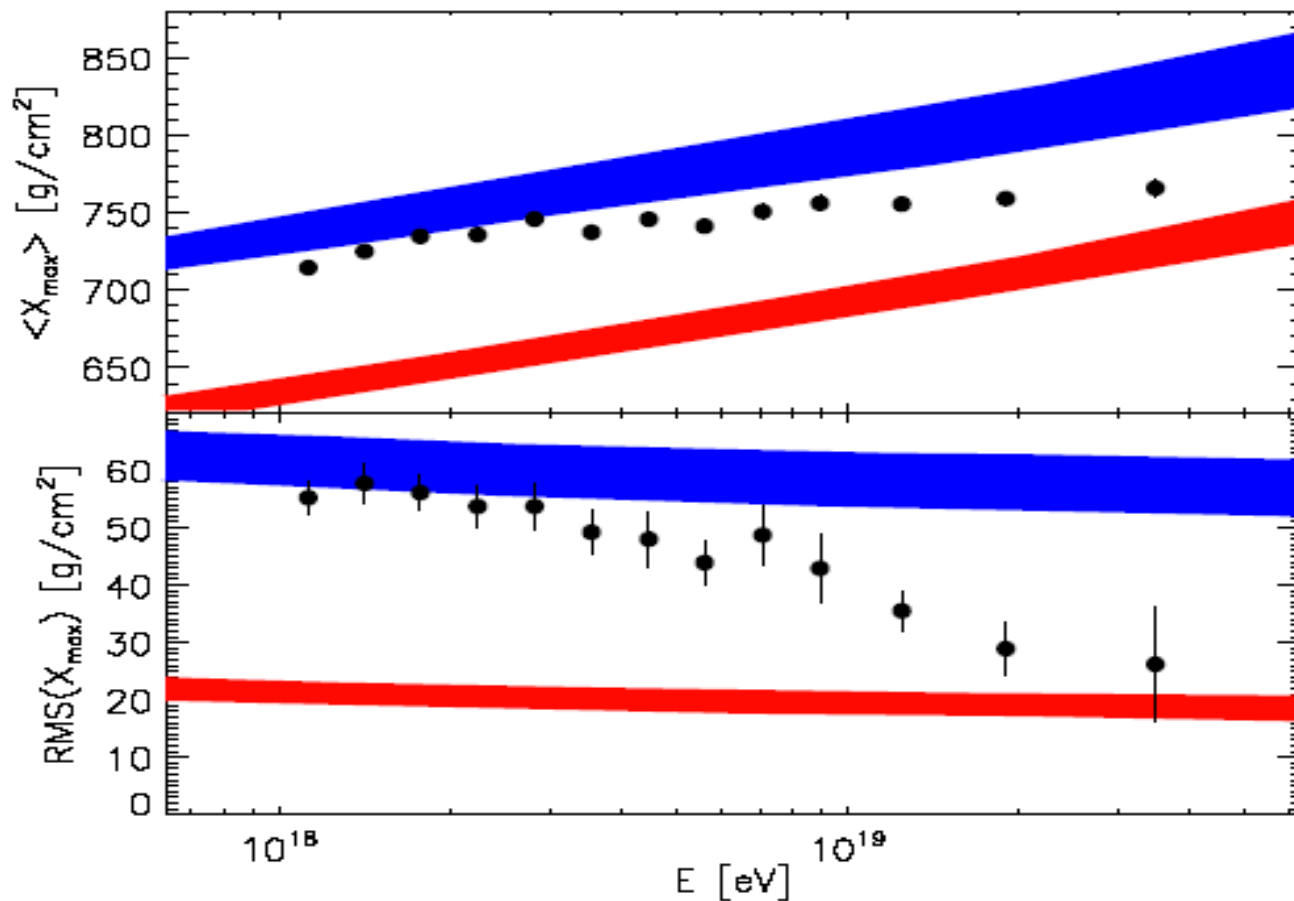
$$N_{\mu}(> 1 \text{ GeV}) \approx 0.95 \times 10^5 \left(N_e / 10^6 \right)^{3/4}$$

where N_e is the total number of charged particles in the shower (not just e^{\pm}). The number of muons per square meter, ρ_{μ} , as a function of the lateral distance r (in meters) from the center of the shower is

$$\rho_{\mu} = \frac{1.25 N_{\mu}}{2\pi \Gamma(1.25)} \left(\frac{1}{320} \right)^{1.25} r^{-0.75} \left(1 + \frac{r}{320} \right)^{-2.5}$$

where Γ is the gamma function. The number density of charged particles is

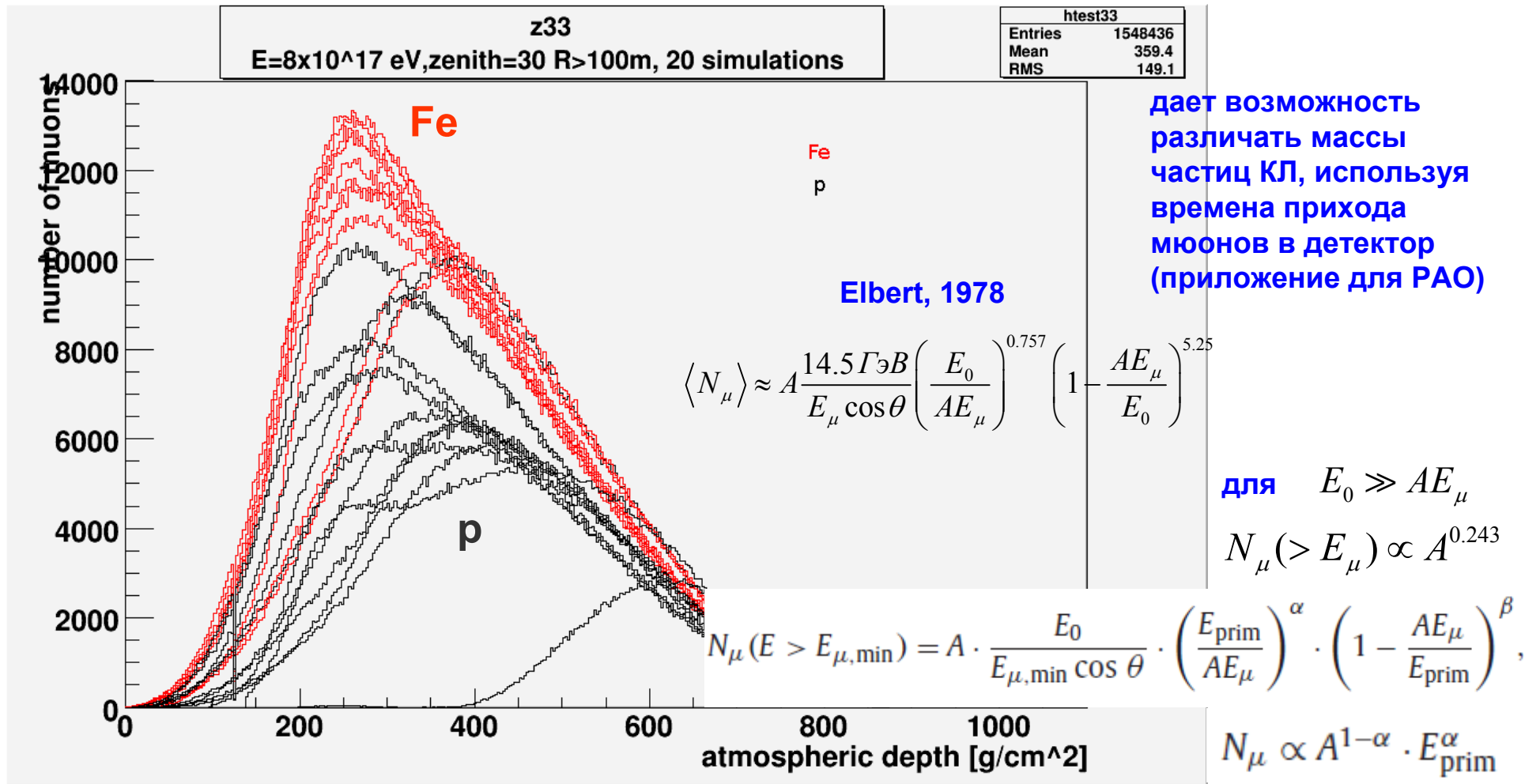
$$\rho_e = C_1(s, d, C_2) x^{(s-2)} (1+x)^{(s-4.5)} (1+C_2 x^d)$$



РАО: измерения флуоресцентными детекторами $\langle X_{\max} \rangle$ и средне-квадратичного отклонения $RMS(X_{\max})$ как функции энергии первичной частицы (Abraham et al. 2010a).

Синяя полоса – результаты моделирования р-ливней по методу МК с различными моделями адрон-ядерных взаимодействий, красная – для Fe-ливней.

Моделирование мюонного размера ШАЛ



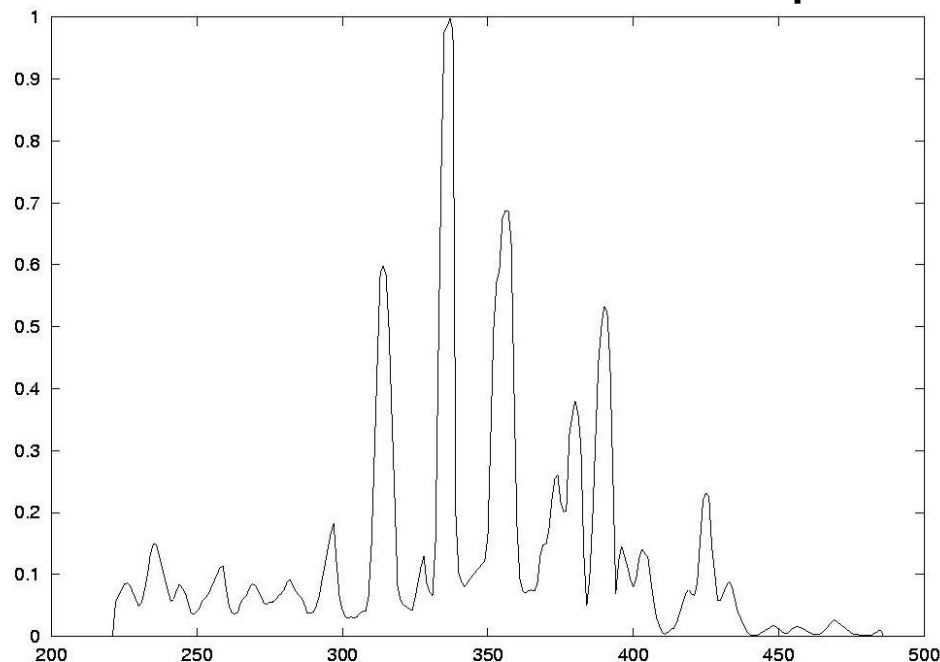
Распределение числа мюонов ШАЛ по по глубине позволяет восстановить глубину (высоту) эфф. генерации мюонов - реконструкция атмосферной глубины генерации мюонов ШАЛ (CORSIKA, модель QGSJET).

Методы регистрации ШАЛ

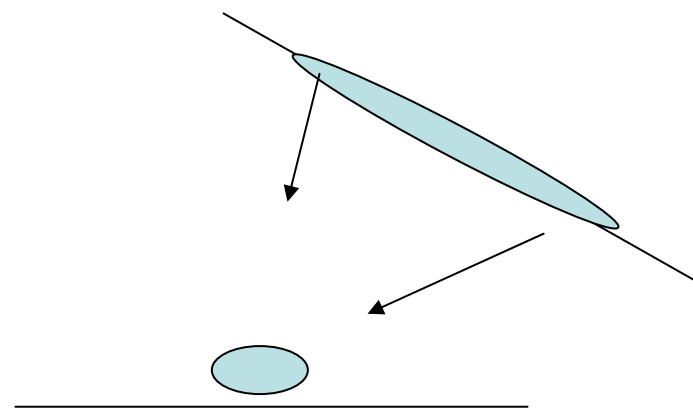
- Детектирование заряженной компоненты – e , μ , адроны
- Регистрация черенковского излучения в атмосфере Земли
- Регистрация флуоресцентного излучения азота в атмосфере
- Регистрация радиоизлучения ливня

Флуоресцентное излучение азота

Грейзен (1960), Delvaile, Suga, Чудаков А.Е. (1962)



Спектр излучения азота



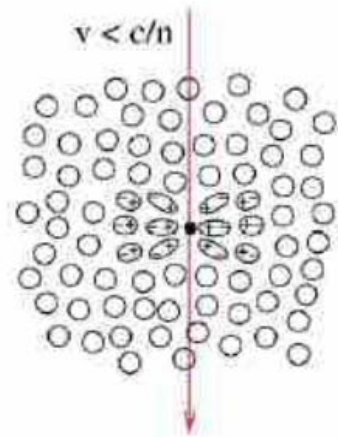
Fly's Eye (мушиный глаз)

Излучение вблизи УФ (300-400 нм, max ~376 нм) изотропное, мало зависит от высоты и температуры (плотности) атмосферы, 4-5 фотонов/ метр.

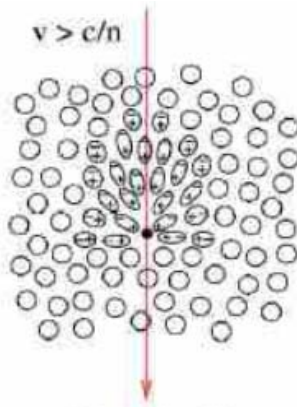
Время высвечивания – 10-50 нс.

Атмосфера прозрачна в этом окне, длина ослабления ~ 15 км (для вертикал. распр. изл.). Сигнал слабый – 500-1000 фотоэлектронов от одного ШАЛ.

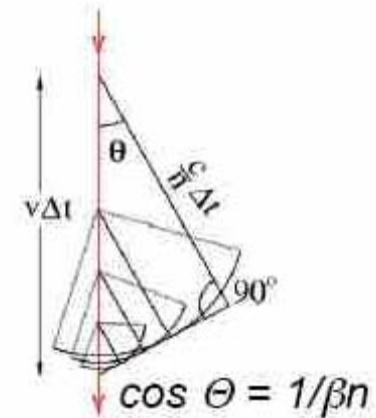
Условия возникновения черенковского излучения при движении заряженной частицы



Локально возникающие изотропные возмущения (переориентация диполей) гасятся – отрицательная интерференции



Возникает анизотропия, обусловленная возмущениями (усиливающимися) от частицы со сверхсветовой скоростью - положительная интерференции



Возникает подобие УВ в газе при распространении возмущения со сверхзвуковой скоростью

Поскольку свет распространяется медленнее частицы (отстает), возникает огибающая поверхность возмущений (движущаяся со скоростью частицы) – фронт когерентного излучения. Это - черенковского излучение.

Возникновение черенковского излучения

Согласно принципу Гюйгенса возникает когерентное излучение каждого элемента трека (траектории) частицы (движущейся со скоростью v), которое можно наблюдать под углом θ . Из-за азимутальной симметрии излучение элемента трека распространяется вдоль конуса с углом раскрытия 2θ , вершина которого лежит на треке.

Если обозначить $\beta = v/c$, $v_{ph} = c/n$, где n -показатель преломления среды,

то условие когерентности можно записать в виде
$$\cos \theta = \frac{v_{ph}}{v} = \frac{1}{n\beta}.$$

Тогда существует пороговая скорость частицы, ниже которой излучение не возникает:

$$\beta \geq \beta_{th} = \frac{1}{n}.$$

На пороге частица излучает в направлении своего движения ($\theta = 0$).
Для каждой среды существует макс угол излучения

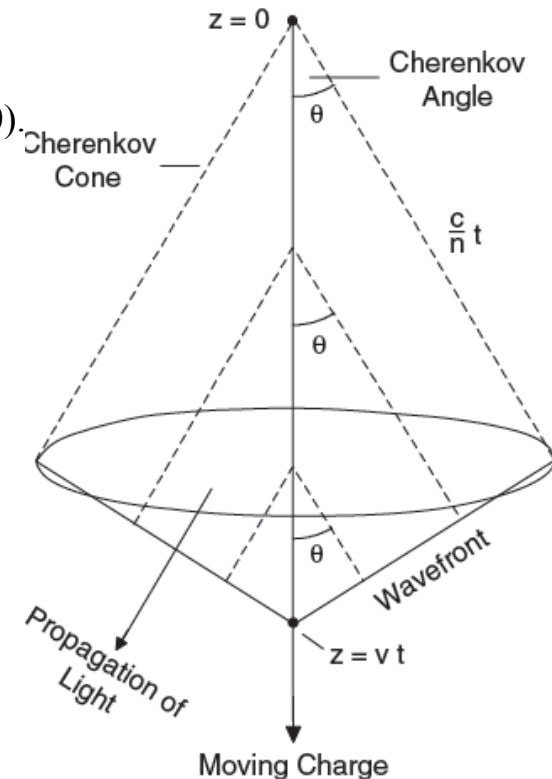
$$\theta_{max} = \arccos(1/n),$$

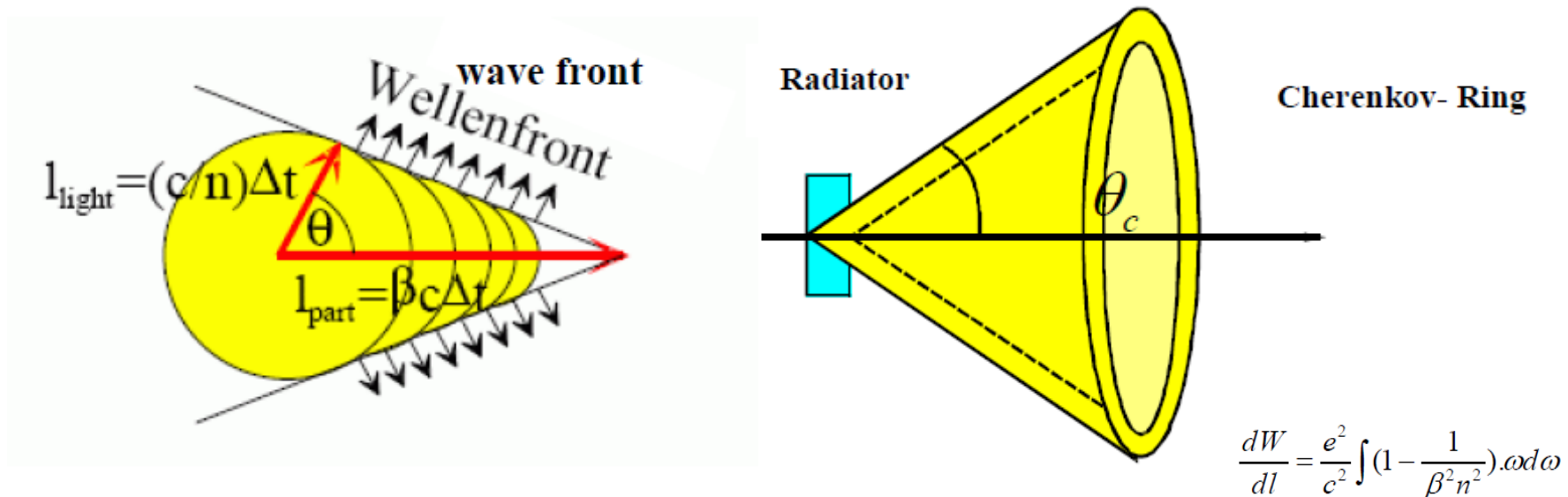
который отвечает ультрарелятивистскому пределу $\beta=1$

(называется черенковским углом).



Космические лучи





Charged particles passing a dielectric medium with a velocity faster than the velocity of light in that medium will emit radiation in cone like shape wave front behind them which is very like the shock wave generated by supersonic jets as shown in Fig [1].

- [1] J. V. Jelly, Cherenkov radiation and its applications, London: Pergamon Press, 1958.
- [2] Chen Hongsheng, Min Chen, Flipping Photons Backward: Reversed Cherenkov Radiation, Materials Today 14 (2011) 34-41.
- [3] J. Knapp, D. Heck, S.J. Sciutto, M.T. Dova, and M. Risse, Extensive air shower simulations at the highest energies, Astropart. Phys., 19 (2003) 77-99.
- [4] Yu. A. Fomin and G. B. Khristiansen, Study of the longitudinal development of individual EAS inferred from the Cherenkov light pulse shape: method and results, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A248 (1986) 227–233.
- [5] P. K.F. Grieder, Extensive Air Showers: High Energy Phenomena and Astrophysical Aspects - A Tutorial, Reference Manual and Data Book high energy, 1200 p., Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010.

Черенковское излучение: основные формулы

Черенковский свет в среде излучают только заряженные частицы со скоростью больше фазовой скорости света в этой среде :

$$\beta > \frac{1}{n}$$

$$\cos \theta_r = \frac{v_{ph}}{v} = \frac{1}{n\beta} < 1$$

Число фотонов, генерируемых частицей заряда z на ед. длины на ед. интервал энергии:

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dx dE} = \frac{\alpha z^2}{\hbar c} \sin^2 \theta_r = \frac{\alpha^2 z^2}{r_e m_e c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(E)} \right) \approx 370 \sin^2 \theta_r(E) \text{ эВ}^{-1} \text{ см}^{-1} \quad (z = 1)$$

Эквивалентно:

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)} \right)$$

Число черенковских фотонов на ед. длины

$$\begin{aligned} \frac{dN_\gamma}{dx} &= 2\pi\alpha z^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2} \right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} = 2\pi\alpha z^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sin^2 \theta_r \frac{d\lambda}{\lambda^2} = \\ &= 2\pi(e^2 / \hbar c) z^2 [1 - 1 / (\beta n)^2] (1 / \lambda_1 - 1 / \lambda_2); \end{aligned}$$

В воздухе:

$$\Delta E = 1 \text{ eV} \quad \Delta \lambda \approx 300 - 600 \text{ nm}, \quad 500 \text{ ph} \cdot \text{cm}^{-1}$$

Весь черенковский свет ШАЛ пропорционален полной длине пробега вторичных частиц (электронов) и, следовательно - энергии первичной частицы КЛ.

Черенковское излучение ШАЛ (1)

Пороговая энергия частицы, возбуждающей черенковское излучение при прохождении через атмосферу, определяется условием $\Gamma = \Gamma_{\min}$, где $\Gamma = E/mc^2$:

$$\frac{d^2 E}{dx d\omega} = (Ze/c)^2 [1 - 1/(\beta n)^2] \omega; \quad V > c/n \quad \Rightarrow \quad \beta > \beta_{\min} = 1/n \quad \Gamma_{\min} = 1/\sqrt{1 - \beta_{\min}^2} = n/\sqrt{n^2 - 1}$$

$\Gamma > \Gamma_{\min}$ эквивалентно условию $\beta = V/c > 1/n$, означающему, что скорость движения частицы V должна превышать фазовую скорость света в воздухе с показателем преломления n , зависящим от высоты (глубины) h :

$$n(h) = 1 + \varepsilon(h), \quad \varepsilon(h) = \varepsilon_0 e^{-h/h_0}, \quad \text{где } \varepsilon_0 \approx 2.9 \cdot 10^{-4}, \quad h_0 = 7.25 \text{ км.}$$

Таким образом, пороговая энергия электрона в атмосфере зависит от высоты h :

$$E_{\min}(h) \approx \frac{1 + \varepsilon}{\sqrt{2\varepsilon(1 + \varepsilon/2)}} mc^2 \approx \frac{1 + 0.75\varepsilon(h)}{\sqrt{2\varepsilon(h)}} mc^2 \approx (e^{h/2h_0} / \sqrt{2\varepsilon_0}) mc^2 = 41.5 \exp(h/2h_0) mc^2$$

На уровне моря $n = 1 + \varepsilon_0$, и черенковский свет дают электроны с энергиями

$$E > E_{\min} \approx 21.22 \text{ МэВ} \\ (\Gamma > \Gamma_{\min} \approx 41.5).$$

Черенковское излучение ШАЛ (2)

Черенковский свет от частиц высоких энергий ($\beta \sim 1$)

распространяется под малым углом θ_r к направлению движения

частицы, поскольку в атмосфере $n \sim 1$: $\cos \theta_r = 1/(\beta n) \sim 1$

$$\sin^2 \theta_r = 1 - (1/n\beta)^2 \approx 2\varepsilon(h)(1 - E_{\min}^2 / E^2)$$

и для $E \gg E_{\min}$ вблизи уровня моря получим

$$\sin \theta_r \approx \theta_r \approx 1/\Gamma_{\min} \approx \sqrt{2\varepsilon_0} = 2.45 \cdot 10^{-2}.$$

Поскольку угол мал, то пространственное расхождение в ливне обусловлено в основном кулоновским рассеянием электронов.

$$\frac{dN_\gamma}{dx} = \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{1}{\hbar\omega} \frac{d^2 N}{dx d\omega} d\omega = 2\pi(e^2 / \hbar c)[1 - 1/(\beta n)^2](1/\lambda_2 - 1/\lambda_1);$$

Черенковское излучение ШАЛ (3)

Количество черенковских фотонов с длинами волн в интервале (λ_1, λ_2) , излучаемых электроном на единице пути, можно получить из формулы Тамма-Черенкова, считая показатель преломления не зависящим от длины волны (т. е. пренебрегая дисперсией):

Для интервала длин имеем

$$\frac{dN_\gamma}{dx} = 2\pi\alpha \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) [1 - 1/(\beta n)^2] = 2\pi\alpha \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \sin^2 \theta_r \quad \Rightarrow \quad \frac{dN_\gamma}{dx} \approx 0.3 \text{ см}^{-1}$$
$$\frac{dN_\gamma}{dt} = x_0 \frac{dN_\gamma}{dx} \quad \sin^2 \theta_r \approx 2\varepsilon_0$$

Здесь x_0 - пробег электрона вблизи уровня моря, отвечающий t -единице:

где для электрона $t_0 \approx 37 \text{ Г} \cdot \text{см}^{-2}$,

$$x_0 = \frac{dx}{dt} = \frac{t_0}{\rho_0} \approx 3.08 \cdot 10^4 \text{ см} / \text{рад. ед.}$$

$$\rho_0 = 1.2 \cdot 10^{-3} \text{ Г} \cdot \text{см}^{-3}$$

плотность атмосферы на уровне моря

Основные эм процессы при высоких энергиях (1)

1. Тормозное излучение электронов $e + Z \rightarrow e + Z + \gamma$

$$W_{eZ \rightarrow e\gamma}(E, E') dE' = 4n\alpha Z(Z+1)r_0^2 (dE'/E') \ln 183Z^{-1/3}$$

полное экранирование
при ВЭ

$$4n\alpha Z(Z+1)r_0^2 \ln 183Z^{-1/3} = t_0^{-1}$$

$$\gamma_Z(v, E) \equiv \frac{200q_{\min}}{m_e Z^{1/3}} \simeq \left(\frac{11}{Z}\right)^{1/3} \left(\frac{1 \text{ TeV}}{E}\right) \frac{v}{1-v} \ll 1$$

$$W_{eZ \rightarrow e\gamma}(E, E') dE' = \frac{1}{t_0} \frac{dE'}{E'}$$

$$E > 137mc^2 Z^{-1/3}$$

2. Рождение фотоном электрон-позитронной пары $\gamma + Z \rightarrow e^+ + e^- + Z$

$$W_{\gamma \rightarrow e^- e^+}(E', E) dE = \frac{7}{9t_0} \frac{dE}{E'}$$

$$\sigma(\gamma \rightarrow e^+ e^-) \approx \frac{7}{9} \left(\frac{A}{Nt_0}\right) \approx 500 \text{ mb}$$

3. Ионизационные потери энергии электрона (позитрона)

$$-dE / dx = 2\pi Ze^4 / (m_e c^2 \beta^2) \times \ln \left[\frac{(m_e c^2)^2 (\Gamma^2 - 1)(\Gamma - 1)}{2I^2} - \left(\frac{2}{\Gamma} - \frac{1}{\Gamma^2} \right) \ln 2 + \frac{1}{\Gamma^2} + \frac{(\Gamma - 1)^2}{8\Gamma^2} \right]$$

$$\beta \equiv v / c = \frac{E}{pc},$$

$$\Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} = \frac{E}{m_e c^2}$$

Основные эм процессы при ВЭ (2)

4. Комptonовское рассеяние фотонов

$$\gamma + e \rightarrow \gamma' + e'$$

5. Кулоновское рассеяние электронов (позитронов) $e + Z \rightarrow e + Z$

3а. Ионизационные потери энергии массивной частицы (μ , p)

$$-dE / dx = 2\pi Z e^4 / (m_e c^2 \beta^2) \ln \left(\frac{2m c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right) \quad \text{Ландау, Лифшиц Т. 4}$$

$$-\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ion}} = \frac{C_0 Z}{\beta^2 A} \left[\ln \left(\frac{2m_e p^2 W_{\text{max}}}{m_\mu^2 I_Z^2} \right) + \frac{W_{\text{max}}^2}{4E^2} - 2\beta^2 - \delta - U \right] \quad \text{ф. Бете-Блоха (для мюона)}$$

$$C_0 = 0.1535 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2 \quad W_{\text{max}} = \frac{2m_e p^2}{m_\mu^2 + m_e^2 + 2m_e E}$$

$\delta = \theta(X - X_0) [4.6052X + a\theta(X_1 - X)(X_1 - X)^m + C]$ - поправка на эффект плотности

$U = 2C_K/Z + 2C_L/Z + \dots$ - влияние электронных оболочек (K, L, ...)

Приближение А теории ЭФК

1. учитываются процессы тормозного излучения электронов и рождения фотонами электрон-позитронных пар;
2. для сечений тормозного излучения и образование $e^+ e^-$ пар используются асимптотические формулы, отвечающие случаю полного экранирования ($137 m.c^2 Z^{-1/3} / E \ll 1$);
3. пренебрегается процессами столкновения электронов с атомами и процессами прямого рождения $e^+ e^-$ -пар электронами;
4. не учитывается комптоновское рассеяние.

$$N_e(E_0, E, t) = \int_E^{E_0} P(\varepsilon, t) d\varepsilon$$

$$N_\gamma(E_0, E, t) = \int_E^{E_0} \Gamma(\varepsilon, t) d\varepsilon$$

Уравнения ЭФК

Изменение числа $e^+ + e^-$ на единице пути за счет рождения пар

Увеличение числа e в данном интервале энергий за счет потерь на тормозное излучение $\varepsilon > E \rightarrow E + dE$

Уменьшение числа e в данном интервале энергий за счет потерь на тормозное излучение $\varepsilon \leq E$

$$\frac{\partial P(E, t)}{\partial t} = 2 \int_E^\infty \Gamma(\varepsilon, t) \varphi_\gamma(\varepsilon, E) d\varepsilon + \int_E^\infty P(\varepsilon, t) \varphi_e(\varepsilon, E) d\varepsilon - \int_0^E P(E, t) \varphi_e(E, \varepsilon) d\varepsilon,$$

$$\frac{\partial \Gamma(E, t)}{\partial t} = \int_E^\infty P(\varepsilon, t) \varphi_e(\varepsilon, E) d\varepsilon - \int_0^E \Gamma(E, t) \varphi_\gamma(E, \varepsilon) d\varepsilon.$$

Аналогично: тормозное излучение увеличивает число фотонов, рождение e^+e^- -пар - уменьшает

Здесь $\varphi_\gamma(\varepsilon, E) dE$ – вероятность для фотона, обладающего энергией $\varepsilon > E$, излучать на радиационной единице электрон с энергией $\omega = \varepsilon - E$
 $\varphi_e(\varepsilon, E) dE$ – вероятность для электрона, обладающего энергией $\varepsilon > E$, испустить на радиационной единице тормозной фотон с энергией $\omega = \varepsilon - E$ и перейти в состояние с энергией $E, E + dE$.

$$\varphi_\gamma(\varepsilon, E) dE = \left(\frac{7}{9}\right) \left(\frac{1}{x_0}\right) \frac{dE}{\varepsilon}, \quad (x_0 \equiv t_0 / \rho_0)$$

$$(r_e = \alpha \lambda_e)$$

$$\varphi_e(E, \varepsilon) dE = \frac{1}{x_0} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon}.$$

$$t_0 = 37.1 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$$

$$x_0 = [4n\alpha Z(Z+1)r_e^2 \ln(183Z^{-1/3})]^{-1}$$

радиационная единица (в см)

Решение уравнений ЭФК (1)

$$\begin{aligned}\frac{\partial P(s, t)}{\partial t} &= -A(s) \cdot P(s, t) + B(s) \cdot \Gamma(s, t), \\ \frac{\partial \Gamma(s, t)}{\partial t} &= C(s) \cdot P(s, t) - \sigma_0 \cdot \Gamma(s, t),\end{aligned}\quad (1)$$

$$A(s) = 1.36 \psi(s+2) - \frac{1}{(s+1)(s+2)} - 0.0750,$$

$$C(s) = \frac{1}{s+2} + \frac{1.36}{s(s+1)},$$

$$\psi(z) \equiv \frac{d \ln \Gamma(z)}{dz} = \int_0^1 \frac{1 - x^{z-1}}{1-x} dx - c_E; \quad c_E = 0.5772 \text{ — постоянная Эйлера.}$$

Преобразование
Меллина:

$$P(s, t) = \int_0^{\infty} E^s P(E, t) dE,$$

$$\Gamma(s, t) = \int_0^{\infty} E^s \Gamma(E, t) dE$$

$$B(s) = 2 \left[\frac{1}{s+1} - \frac{1.36}{(s+2)(s+3)} \right],$$

$$\sigma_0 = 0.773.$$

Решение уравнений ЭФК (2)

Общее решение уравнений (1) с начальными условиями $P(E, 0) = \delta(E_0 - E)$, $\Gamma(E, 0) = 0$

есть
$$\begin{pmatrix} P(s, t) \\ \Gamma(s, t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_1(s) \\ b_1(s) \end{pmatrix} e^{\lambda_1(s)t} + \begin{pmatrix} a_2(s) \\ b_2(s) \end{pmatrix} e^{\lambda_2(s)t}, \quad (2)$$

где λ_1, λ_2 – корни характ. уравнения $\lambda^2 + \lambda[A(s) + \sigma_0] + A(s) \cdot \sigma_0 - B(s) \cdot C(s) = 0$.

$$\begin{aligned} \lambda_1(s) &= -\frac{[A(s) + \sigma_0]}{2} + \frac{1}{2} \left\{ [A(s) - \sigma_0]^2 + 4B(s)C(s) \right\}^{1/2} \\ \lambda_2(s) &= -\frac{[A(s) + \sigma_0]}{2} - \frac{1}{2} \left\{ [A(s) - \sigma_0]^2 + 4B(s)C(s) \right\}^{1/2}. \end{aligned} \quad (3)$$

$$b_1(s) = \frac{C(s)}{\sigma_0 + \lambda_1(s)} a_1(s), \quad b_2(s) = \frac{C(s)}{\sigma_0 + \lambda_2(s)} a_2(s). \quad (4)$$

Решение уравнений ЭФК (3)

Появление этого множителя – следствие начальных условий

Граничные (начальные) условия

$$P(E, 0) = \delta(E_0 - E), \quad \Gamma(E, 0) = 0$$

приводят к коэффициентам, включающим фактор E_0^s

Для $t=0$ в этом можно убедиться непосредственно – преобразование Меллина дает степенную функцию энергии; затем непростая логика приводит к заключению, что степенной характер поведения распределений (как функций энергии) остается таким же при любых t .

$$\begin{aligned} a_1(s) &= \frac{\sigma_0 + \lambda_1(s)}{\lambda_1(s) - \lambda_2(s)} E_0^s, & a_2(s) &= \frac{\sigma_0 + \lambda_2(s)}{\lambda_2(s) - \lambda_1(s)} E_0^s, \\ b_1(s) &= \frac{C(s)}{\lambda_1(s) - \lambda_2(s)} E_0^s, & b_2(s) &= \frac{-C(s)}{\lambda_1(s) - \lambda_2(s)} E_0^s. \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} P(E, t) &= \frac{1}{2\pi i} \int_{\delta-i\infty}^{\delta+i\infty} E^{-s-1} P(s, t) ds, \\ \Gamma(E, t) &= \frac{1}{2\pi i} \int_{\delta-i\infty}^{\delta+i\infty} E^{-s-1} \Gamma(s, t) ds. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь контур интегрирования – линия, параллельная мнимой оси в полу плоскости $\delta < x_{\max}$, где $s = x + iy$.

$$\begin{aligned} P(E_0, E, t) &= \frac{1}{2\pi i} \int_{\delta-i\infty}^{\delta+i\infty} \left[\frac{\sigma_0 + \lambda_1(s)}{\lambda_1(s) - \lambda_2(s)} e^{\lambda_1(s)t} - \frac{\sigma_0 + \lambda_2(s)}{\lambda_1(s) - \lambda_2(s)} e^{\lambda_2(s)t} \right] \frac{E_0^s}{E^{s+1}} ds \\ \Gamma(E_0, E, t) &= \frac{1}{2\pi i} \int_{\delta-i\infty}^{\delta+i\infty} \frac{C(s)}{\lambda_1(s) - \lambda_2(s)} \left[e^{\lambda_1(s)t} - e^{\lambda_2(s)t} \right] \frac{E_0^s}{E^{s+1}} ds \end{aligned} \quad (7)$$

Решение уравнений ЭФК (4)

Проинтегрировав последние выражения по энергии (E, E_0), получим интегральные спектры электронов и фотонов (числа частиц с энергией больше E):

$$N_e(E, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\delta-i\infty}^{\delta+i\infty} \left[\frac{\sigma_0 + \lambda_1(s)}{s[\lambda_1(s) - \lambda_2(s)]} e^{\eta s + \lambda_1(s)t} - \frac{\sigma_0 + \lambda_2(s)}{s[\lambda_1(s) - \lambda_2(s)]} e^{\eta s + \lambda_2(s)t} \right] ds \quad (8)$$

$$N_\gamma(E, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\delta-i\infty}^{\delta+i\infty} \frac{C(s)}{s[\lambda_1(s) - \lambda_2(s)]} \left[e^{\eta s + \lambda_1(s)t} - e^{\eta s + \lambda_2(s)t} \right] ds$$

Мы обозначили $N_e(E, t) \equiv N_e(E_0, > E, t)$, $\eta = \ln(E_0 / E)$.

Вторые слагаемые под интегралами (8) экспоненциально убывают ($\lambda_2 < 0$), и для $t > 1$ (t_0) ими можно пренебречь. Первые интегралы вычисляем методом перевала, считая что предэкспоненциальный фактор слабо зависит от s (это предположение оправдано для достаточно больших t).

При $s \rightarrow 0$ показатель экспоненты

$$\varphi_0 = \eta s + \lambda_1(s)t \quad (1.44)$$

стремится к бесконечности (поскольку $\lim_{s \rightarrow 0} \lambda_1(s) \rightarrow \infty$), и при $s \rightarrow \infty$, φ_0

очевидно стремится также к бесконечности. Следовательно, имеется минимум φ_0 при некотором $s = s_m$, определяемом из уравнения $\partial \varphi_0 / \partial s = 0$:

$$\eta + \lambda_1'(s_m)t = 0. \quad (1.45)$$

Переносим контур интегрирования в комплексной плоскости s так, чтобы он проходил через точку s_m : $s - s_m = x + iy$. В силу гармоничности функции φ_0 ,

$$\frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial y^2} = 0, \quad (1.46)$$

ее минимум при $s = s_m$ при изменении s вдоль действительной оси означает, что она имеет максимум при изменении переменной вдоль мнимой оси. Разложим функцию φ_0 в ряд по степеням $iy = s - s_m$, ограничившись двумя первыми членами:

$$\varphi_0 = \varphi_0(s_m) - \frac{y^2}{2} \varphi_0''(s_m) + \dots \quad (1.47)$$

Подставив разложение (1.47) в уравнения (1.44), (1.42) и (1.43), получим решение каскадных уравнений для $N_e(E_0, E, t)$ и $N_\gamma(E_0, E, t)$ (обозначая $s_m = s$):

$$N_e(E, t) = \frac{\sigma_0 + \lambda_1(s)}{s[\lambda_1(s) - \lambda_2(s)]} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[\phi_0(s) - y^2 \phi_0''(s) / 2] dy = \frac{\sigma_0 + \lambda_1(s)}{s[\lambda_1(s) - \lambda_2(s)]} \left(\frac{E_0}{E}\right)^s \frac{e^{\lambda_1(s)t}}{\sqrt{2\pi\lambda_1''(s)t}}$$

$$N_\gamma(E, t) = \frac{C(s)}{s[\lambda_1(s) - \lambda_2(s)]} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[\phi_0(s) - y^2 \phi_0''(s) / 2] dy = \frac{C(s)}{s[\lambda_1(s) - \lambda_2(s)]} \left(\frac{E_0}{E}\right)^s \frac{e^{\lambda_1(s)t}}{\sqrt{2\pi\lambda_1''(s)t}}$$

Результаты расчета спектра электронов:

$$N_e(E, t) \approx \frac{0.135}{\sqrt{\eta}} \exp[\lambda_1(s)t + s\eta]$$

Полное число электронов на уровне t :

$$\eta = \ln(E_0 / E), \quad \eta_c = \ln(E_0 / \varepsilon_c)$$

$$N_e(t) \equiv N_e(0, t) \approx \frac{0.31}{\sqrt{\eta_c}} \exp[\lambda_1(s)t + s\eta_c]$$

Параметр s определяется точкой перевала для обратного преобразования Меллина из условия $\frac{d}{ds}[\lambda_1(s)t + s\eta] = 0$

Используя для параметра наклона каскадной кривой $\lambda_1(s)$ приближенное соотношение

$$\lambda_1(s) \approx (s - 1 - 3 \ln s) / 2,$$

получим

$$s \approx \frac{3t}{t + 2\eta} = \frac{3t}{t + 2 \ln(E_0 / \varepsilon_c) + 2 \ln(r / r_m)}$$

$$N_e(E, t) \approx \frac{0.135}{\sqrt{\eta}} \exp\left[t\left(1 - \frac{3}{2} \ln s\right)\right],$$

$$N_e(t) \approx \frac{0.31}{\sqrt{\eta_c}} \exp\left[t\left(1 - \frac{3}{2} \ln s\right)\right]$$

Модель Гайтлера:

$$N_{tot}(E) = \int_0^{t(E)} N(E, t) dt = \frac{e^{t(E)\ln 2} - 1}{\ln 2} = \frac{E_0 / E - 1}{\ln 2}$$

$$N_{\max} = E_0 / \varepsilon_c$$

Приближение каскадной теории:

$$N_{tot}(E_0) \approx 0.31 \sqrt{3\pi} e^{n_c} \approx 0.95 \frac{E_0}{\varepsilon_c}$$

$$N_{\max}(E_0, t_m) = \frac{0.31}{\sqrt{\ln(E_0 / \varepsilon_c)}} \frac{E_0}{\varepsilon_c}$$

Энергия ливня – черенковский свет

Измерения черенковского света от ШАЛ используются для нахождения потерь энергии электронами E_i . Полный сигнал от ливня пропорционален энергии, потерянной заряженными частицами в атмосфере. Измерение черенковского излучения ШАЛ, таким образом, обеспечивает возможность определения энергии первичной частицы

Глубина максимума развития ливня определяются по поперечному и временному распределениям сигнала (но необходимо использовать и моделирование ливня)

При 10^{19} эВ, E_i составляет около $0.77E_0$ (энергии первичной частицы КЛ и может быть найдена из оценки полного черенковского света Q_{tot} , достигающего поверхности, интегрированием по всем расстояниям с использованием эмпирической функций поперечного (lateral) распределения (ФПР), построенной на основе измерений черенковского света.

Соотношение первичная энергия – черенковский свет

$$\frac{E_i}{Q_{tot}} = (3.01 \pm 0.36) \times 10^4 \left(1 - \frac{X_{max}}{1700 \pm 270}\right)$$

Измерение E_i требует знания X_{max} (г см⁻²), которая может быть получена из ФПР черенковского света с использованием модели ливня. Т. е. процедура более зависима от модели адронных взаимодействий по сравнению с методом регистрации флуоресцентного излучения.

$$N(t, E, E_0) = \int_E^{E_0} \mathcal{P}(t, E) dE$$

$$N_e(E_0, E_{th}, t) = \int_{E_{th}(t)}^{E_0} dE \left(1 - \frac{E_{th}^2(t)}{E^2}\right) P(E, t) = \alpha(t) N_e(E_0, t).$$

$$N_\gamma(E_0) \approx 2.52 \cdot 10^3 \frac{E_0}{\varepsilon_c} \approx 3.10 \cdot 10^{10} \frac{E_0}{10^{15} \text{ эВ}} \quad Q(E_0, R) = \frac{\Delta N_\gamma(E_0, R)}{\Delta S}$$

$$\varepsilon_c = 81.4 \text{ МэВ}$$

$$N_{max} = (0,137/\sqrt{\ln(E_0/E)}) (E_0/E).$$

Как получить энергетический спектр КЛ в наземных экспериментах ?

Измерить спектр по одной переменной и превратить его в энергетический спектр: результаты представляют т. н. спектр всех частиц – т. е. функцию полной энергии ядра (а не нуклона!)

Проблемы: а) сильная зависимость от моделирования по МК, б) остается неизвестным элементный состав.

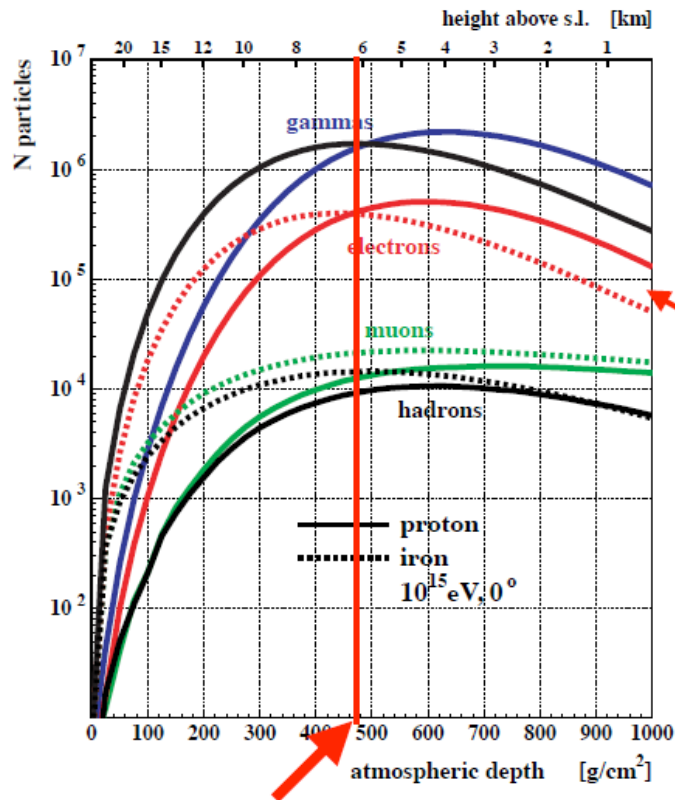
Т. е., нет экспериментов по регистрации атмосферного ливня, в которых бы измерялся состав первичных КЛ. Нужно иметь более одной переменной и использовать развернутые модели взаимодействия КЛ и их состава - отходить от упрощенных схем “p-подобных” и “Fe-подобных событий”.

KASCADE был первым экспериментом, в котором была поставлена задача реконструировать состав КЛ для пяти групп элементов: p, He, CNO, MgSi, Fe.

Конверсия размера ШАЛ в энергию частицы КЛ

Число электронов вблизи максимума ливня почти не зависит от массы первичной частицы (ядра),

$$N_{e,\max}^A \approx N_{e,\max}^P$$



Высота гор (более 5 км)

и флуктуации вблизи максимума заметно уменьшаются. Однако экспериментальная ситуация для поверхностных детекторов усложняется – на них нельзя наблюдать число электронов вблизи максимума ливня.

Поскольку тяжелые элементы приводят к меньшим X_{\max} , размер ливня (N_e) на поверхности должен зависеть от элемента – легкие ядра инициируют ШАЛ с большими N_e (при одинаковой энергии):

$$N_e(E_0, A) = \alpha(A)E^{\beta(A)},$$

где

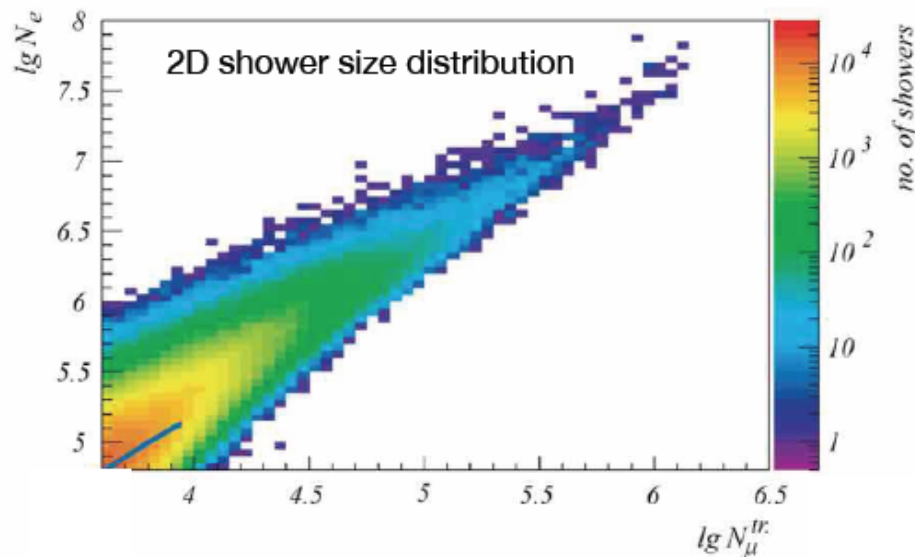
$$\alpha(A) = 197.5A^{-0.521}, \beta(A) = 1.107A^{0.035}.$$

Чтобы восстановить первичную энергию, мы должны предположить элементный состав. Но ведь мы хотим измерить этот состав ?!

Как измерить состав КЛ на поверхности Земли?

Чтобы определить E_0 и A , нужны по крайней мере два независимых измерения. И еще одно - чтобы выполнить тест модели адронных взаимодействий

Измерения N_e и N_μ (и их флуктуаций) одновременно – первая и самая распространенная методика восстановления значений A на основе данных ШАЛ.



Частота ливней как функция двух переменных

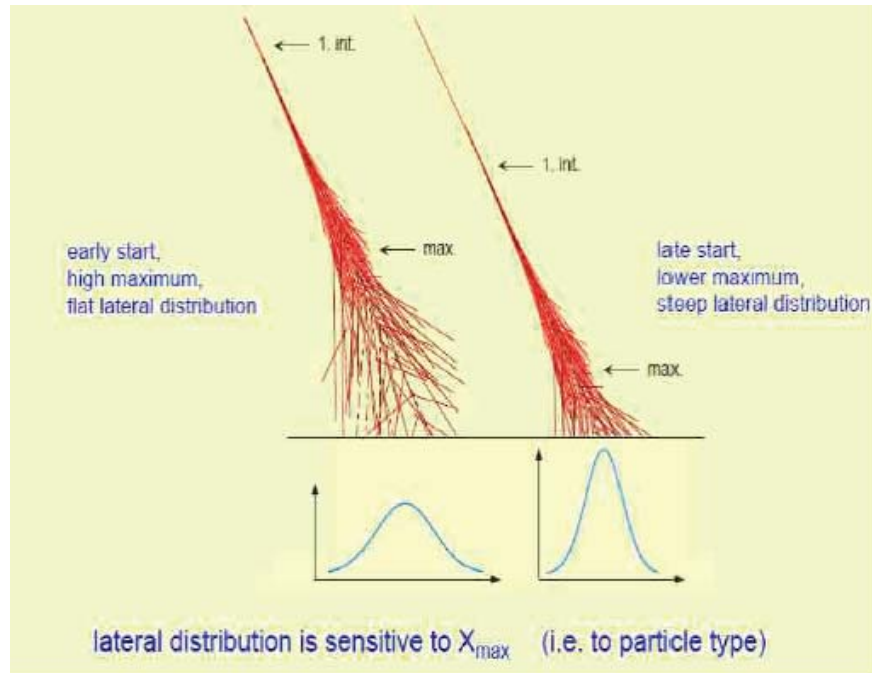
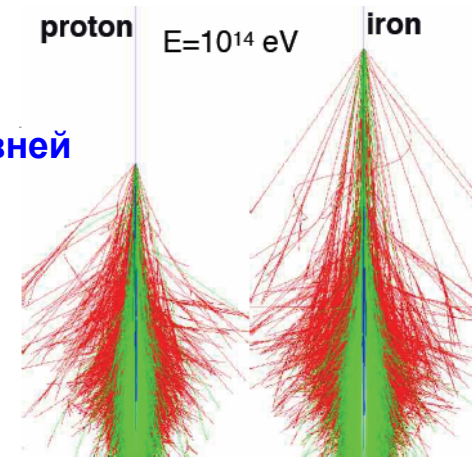
В стандартных экспериментах ШАЛ поперечные распределения изучаются на малой части полной площади ливня (10^{-3} - 10^{-2}) S_{tot}

Восстановление массового числа

- Неупругое сечение взаимодействия ядра A $\sigma_{pA}^{in} \sim A^{2/3}$, что дает большой пробег протонов до взаимодействия по сравнению с ядрами

$$X_{1st\ int}^A < X_{1st\ int}^p, \quad X_{max}^A < X_{max}^p$$

Для ядер более раннее развитие ливней



Различная форма поперечного распределения

Ливни от ядер быстрее теряют энергию, чем ливни от протонов.

С ростом A

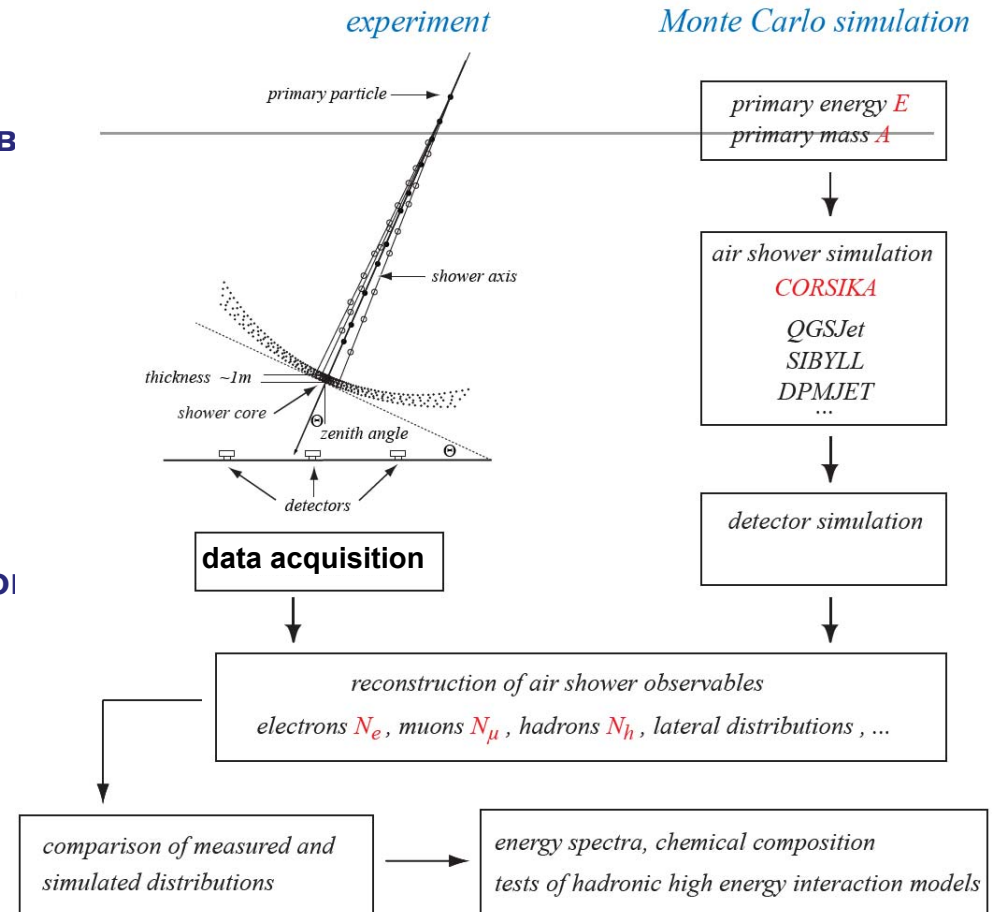
- больше вторичных частиц с меньшей энергией, меньше электронов после X_{max} , больше мюонов
- выжившие адроны имеют меньшие энергии
- большие углы отклонения приводят к более плоским распределениям вторичных частиц

Типичный анализ ШАЛ

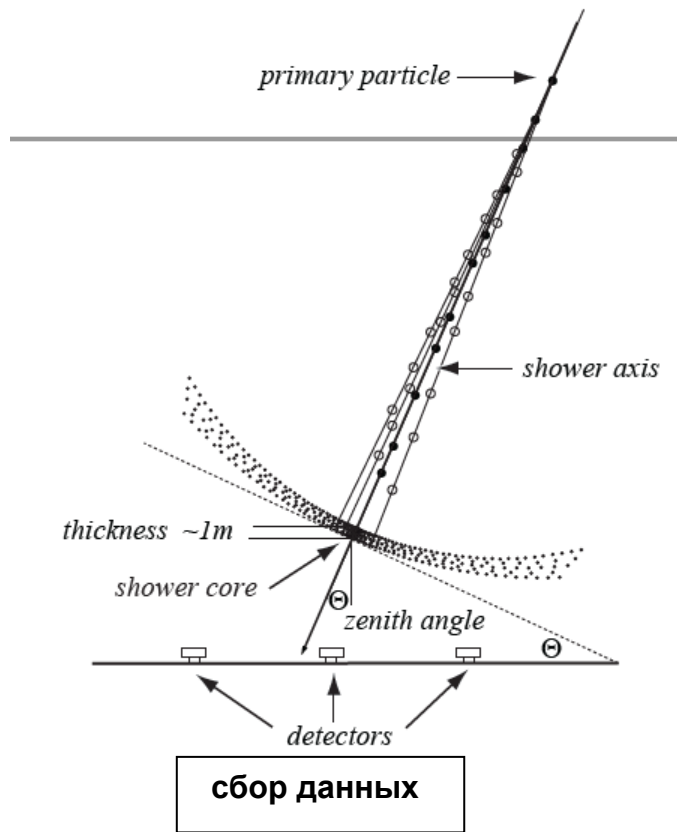
- ✓ **Предположения:** поток, элементный состав модели адронных и э.м. взаимодействий;
- ✓ **Модель:** развитие ливня, отклик детектора, процедуры измерения и реконструкции;
- ✓ **Реконструкция** наблюдаемых N_e, N_μ, N_h и функций поперечных распределений (ФПР);
- ✓ **Сравнение** эксперимент. данных и результатов моделирования;
- ✓ **Результаты:** энергетические спектры, элементный состав, тесты моделей адрон-ядерных взаимодействий.

Проверка самосогласованности схемы:

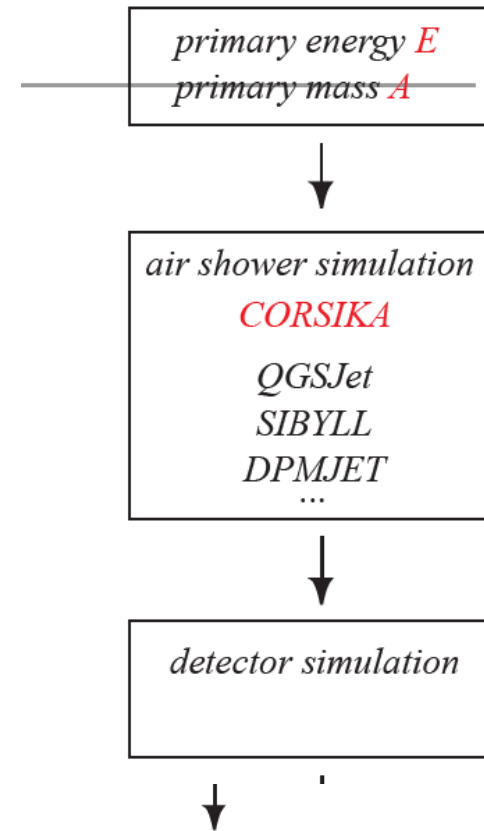
найденная комбинация спектра, состава КЛ и модели адронных взаимодействий должна дать непротиворечивое описание всех экспериментальных результатов. Необходимы итерации - чтобы понять и КЛ-физику, и развитие ШАЛ. В случае противоречивости трудно найти источник расхождения. В случае согласованности описания трудно ответить на вопрос, единственный ли это набор параметров.



experiment



Monte Carlo simulation



reconstruction of air shower observables
electrons N_e , muons N_μ , hadrons N_h , lateral distributions, ...

comparison of measured and simulated distributions

energy spectra, chemical composition
tests of hadronic high energy interaction models

Эксперименты с ШАЛ

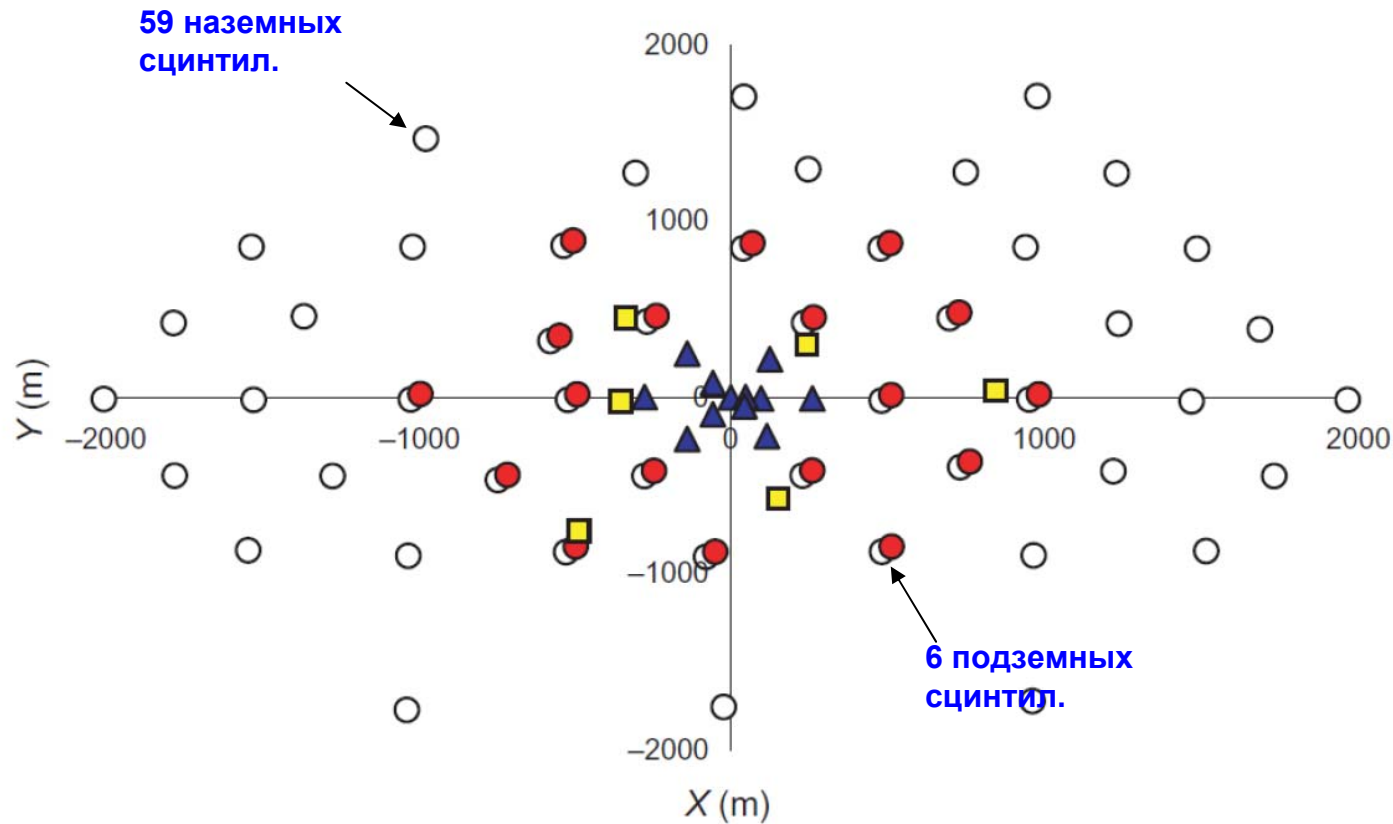
1. Якутск, Памир, KASCADE, KASCADE-Grande и другие
2. Fly's Eye, HiRes, Telescope Array (TA),
3. Pierre Auger Observatory (PAO)
4. Tibet, Argo-YBJ
5. Тунка-133, Tunka-Grande, Tunka-REX
6. TAIGA-HiSCORE: Tunka Advanced Instrument for Gamma-ray and cosmic-ray Astrophysics - High Sensitive Cosmic ORigin Explorer
– широкоугольная черенковская установка для регистрации гамма-излучения с энергией выше 30 ТэВ и космических лучей

Якутская установка ШАЛ (ИКФИА СО РАН)

- Расположен в п. Октемцы, 50 км южнее Якутска (61.7° N; 129.4° E), 110 м над у.м. (1020 г/см²). Черенковский детектор (диапазон длин волн 300 - 600 нм) предназначен для изучения КЛ высоких энергий 10¹⁵–10¹⁹ эВ.
- Состоит из 59 наземных и 6 подземных сцинтиляционных станций (по два сцинт. счетчика пл. 2 м²) – детекторов электронов и мюонов и 48 ОМ (PMT) (в прочных корпусах) - для регистрации атмосферного черенковского света от ШАЛ.
- Станции размещены в узлах треугольной решетки со стороной 500 м, в центральной части установки детекторы сближены до расстояния 250 м); общая площадь установки - 10 км² (18 км², 1985).
- За все время работы зарегистрировано около 10⁶ ливней с энергией выше 1 ПэВ; 3 события с зенитными углами ≤ 60° - самых высокие энергии, E > 10²⁰ эВ.

Схема ЯКУШАЛ

Лунный свет намного интенсивнее черенковского, поэтому для работы нужны безлунные и безоблачные ночи



Configuration of Yakutsk EAS array detector

A.A. Ivanov, S. P. Knurenko and I. Y. Sleptsov, New Jour. Phys. 11 (2009) 30 p

○ - детекторы заряженных частиц; ● - детекторы черенковского излучения (~500 м между детекторами); ▲ - плотная область черенковских детекторов (50–200 м) – ФЭУ (PMTs), площадь фотокатода 176 см² и 530 см²; ■ - автономные ФЭУ с независимым триггером – детекторы мюонов.

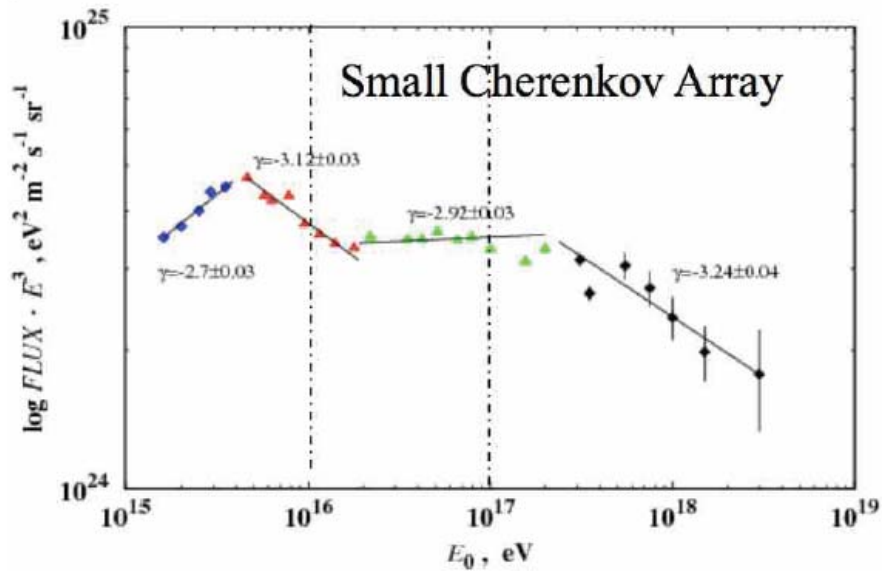
Задачи и наиболее значимые результаты ЯКУШАЛ

- ❖ изучение свойств ШАЛ
- ❖ изучение параметров ядерных взаимодействий в области экстремальных энергий;
- ❖ исследование характеристик космических лучей выше 1 ПэВ

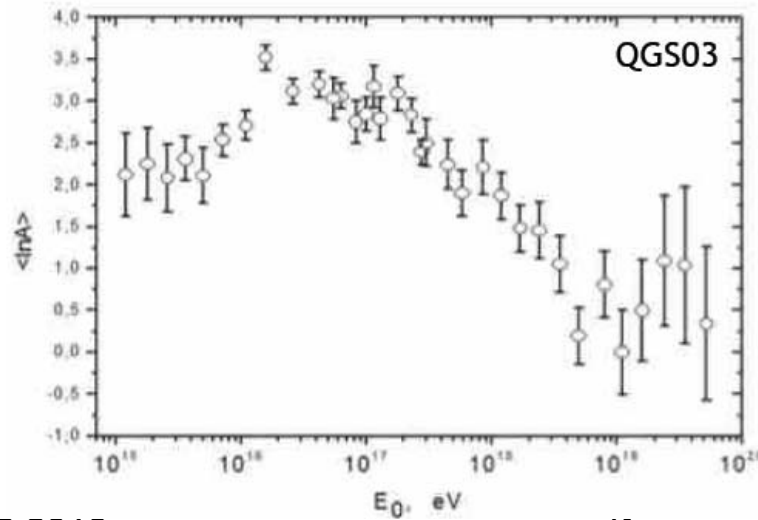
Основное и существенное отличие (уже утраченное) установки - комплексность измерений характеристик ШАЛ: на ЯкуШАЛ реализовано одновременное измерение трех главных компонент ливня: электронов, мюонов и черенковского излучения.

- ✓ Впервые получена оценка энергии частицы, порождающей ШАЛ, калориметрическим методом - по измерению интенсивности черенковского излучения в диапазоне выше 100 ПэВ
- ✓ Спектр КЛ на основе этой оценки имеет сложную форму и его особенности хорошо согласуются с предсказаниями теории происхождения космических лучей, предполагающей, что источники частиц с энергией > 10 ЭэВ - активные ядра галактик
- ✓ Обнаружена корреляция направлений прихода частиц предельных энергий (> 4 ЭэВ) с координатами AGN, находящимися на расстояниях меньше 65 Мпк
- ✓ Анализ содержания мюонов ШАЛ позволил установить наиболее строгий среди мировых данных верхний предел на примесь гамма-квантов в КЛ в интервале энергий $10^{18} - 10^{20}$ эВ.
- ✓ По распределению высоты максимума развития ливня (из данных по черенковскому излучению ШАЛ), найдена зависимость $\langle A \rangle$ ядер КЛ от $E = 10^{15} - 10^{19}$ эВ
- ✓ Получена оценка сечения неупругого взаимодействия протонов с ядрами атомов воздуха.

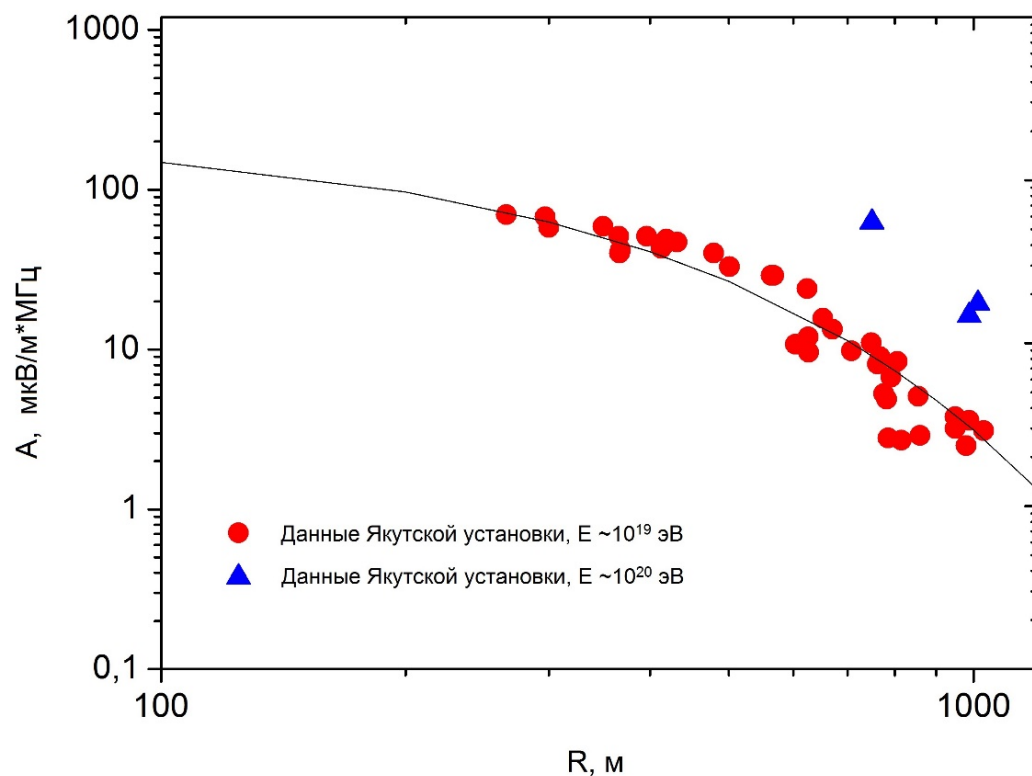
Yakutsk results



- ✓ *knee* $\sim 4 \cdot 10^{15} \text{ eV}$, $\Delta\gamma \sim 0.42$
- ✓ *second knee* $\sim 2 \cdot 10^{17} \text{ eV}$, $\Delta\gamma \sim 0.32$
lower than that of 1st knee



- ✓ *Changing mass across the range*
- ✓ *Peak* $\sim 0.8 - 2 \cdot 10^{17} \text{ eV}$
- ✓ Agreement among different analysis methods (X_{\max} , $\sigma(X_{\max})$, muons, etc)



Основной результат по итогам 2016 года

Исследовано радиоизлучение от частиц широких атмосферных ливней (ШАЛ) с энергией выше 10^{19} эВ, в том числе радиоизлучение в ливнях с максимальными энергиями 10^{20} эВ.

Экспериментально установлена связь пространственного распределения радиосигнала с энергией и глубиной максимума развития ШАЛ.

Получена оценка глубины максимума развития ливня, которая составляет (760 ± 30) г см⁻² при энергии 2×10^{19} эВ, что согласно модели адронных взаимодействий QGSJETII-04 соответствует ядрам типа He, CNO и согласуется с данными установок AUGER и TelescopeArray при энергии больше 10^{19} .

С.П. Кнуренко, И.С. Петров. // Письма в ЖЭТФ, том. 104, вып. 5, 2016, с. 305 – 309.

Зависимость пространственного распределения напряженности A электромагнитного поля от расстояния R до оси ШАЛ. Красные кружочки – данные по событиям с энергией больше 10^{19} эВ, нормированные на среднюю энергию 1.54×10^{19} эВ, и синие треугольники – значения, зарегистрированные в двух событиях с энергией больше 10^{20} эВ.

Линией показана аппроксимация, соответствующая полученной экспериментальной формуле.

KARlsruhe Shower Core and Array DETector

The field array (200m x 200m) consists of 252 detector stations arranged on a rectangular grid with a distance of 13 meters to each other. 16 (resp. 15) of the stations form a so-called cluster with an electronics container in the center and which act as an independent shower experiment. In the middle of the array one can see the building with the KASCADE



- Energy range 100TeV – 80PeV
- Since 1995
- Large number of observables: electrons, muons@4 thresholds, hadrons

T.Antoni et al. NIM A513 (2003) 490

KASCADE-Grande

KASCADE-Grande is an extensive air shower experiment array to study the cosmic ray primary composition and the hadronic interactions in the energy range $E_0=10^{16}$ - 10^{18} eV. The experiment is situated on site of the former Forschungszentrum Karlsruhe (49,1°N, 8,4°E) at 110m a.s.l, (an average atmospheric depth of 1022 g/cm²).

It measures simultaneously the electromagnetic, muonic and hadronic components of extensive air showers of cosmic rays.

As an extension of the former KASCADE experiment running successfully since 1996, KASCADE-Grande was built by reassembling 37 stations of the former EAS-TOP experiment - basically the electromagnetic detectors- running between 1987 and 2000 at Campo Imperatore, Grand Sasso Laboratories, Italy.

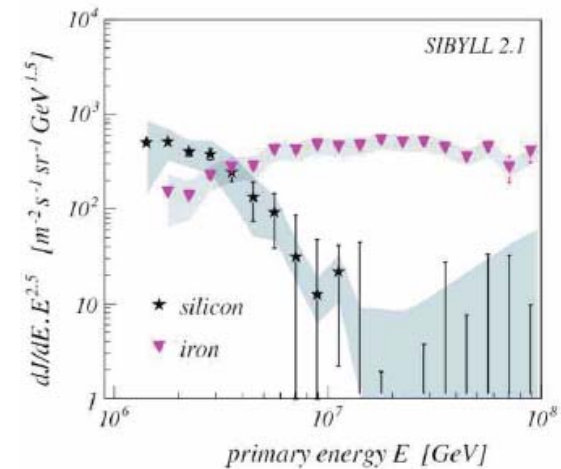
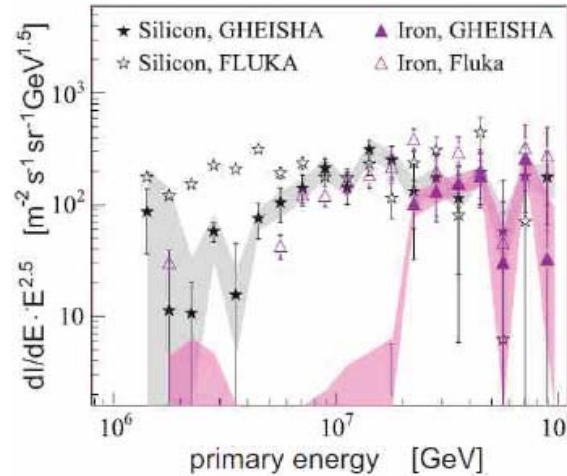
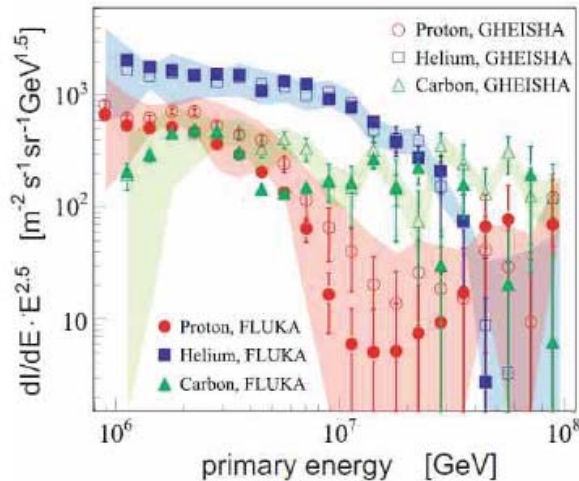
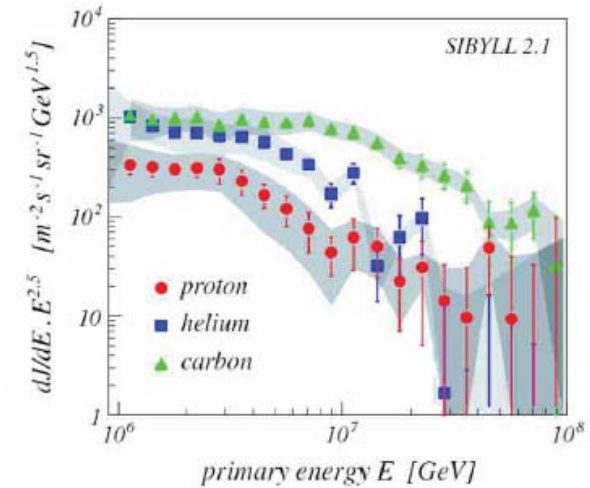
One of the main results obtained by these two experiments is a picture of increasingly heavier composition above the 'knee' caused by a break in the spectrum of the light components. Conventional acceleration models predict a change of the composition towards heavier components. The discovery of the knee in the heavy components, represented by iron, would be a convincing verification of these theories. From the observed rigidity dependent breaks of the spectra of different lighter primaries observed between 10^{14} and 10^{16} eV, the iron 'knee' is expected around $E_0=10^{17}$ eV.

KASCADE results

Results depend on the high energy hadronic interaction models

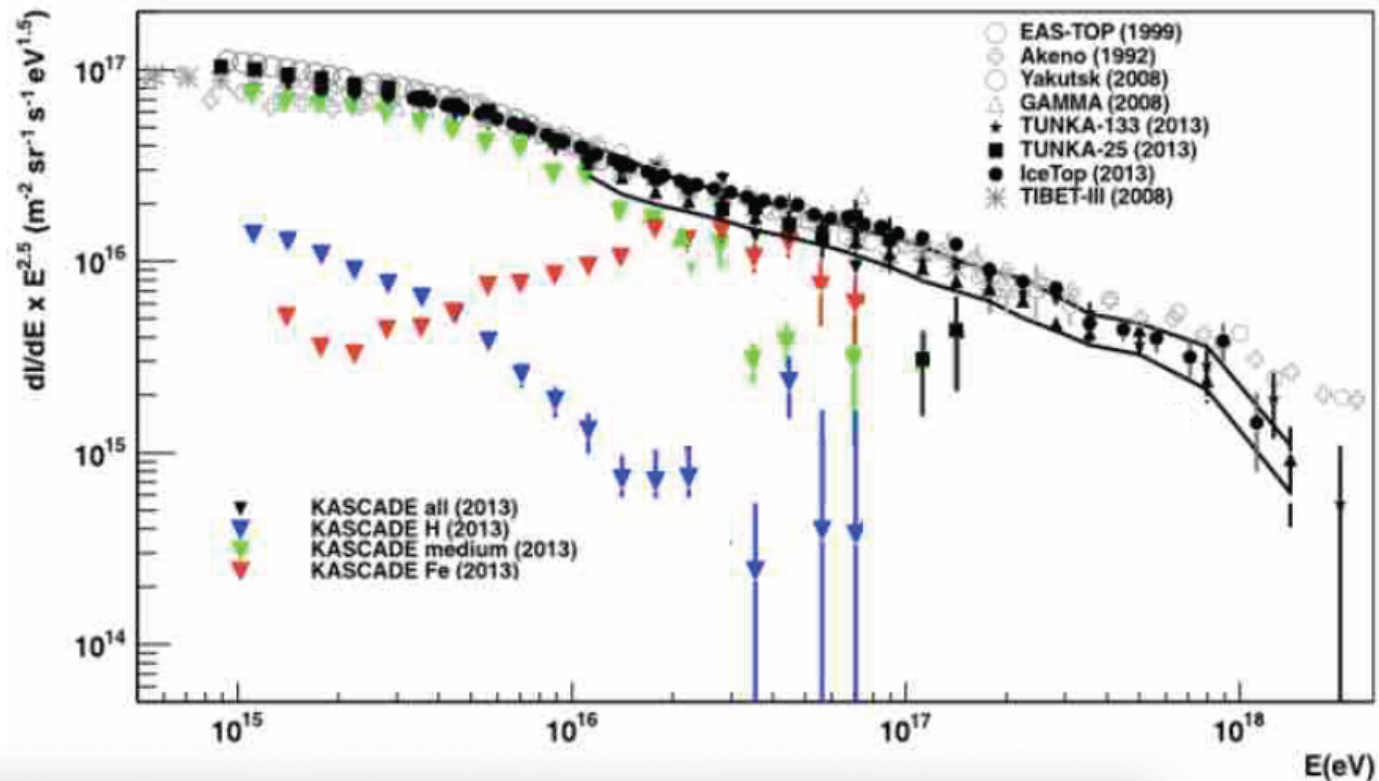
- QGSJet → *He more abundant element at the knee*
- SIBYLL 2.1 → *C more abundant element at the knee*

- ✓ Knee energy increases with primary mass
- ✓ Fe knee not observed
- ✓ Strong indication for a rigidity-dependent knee



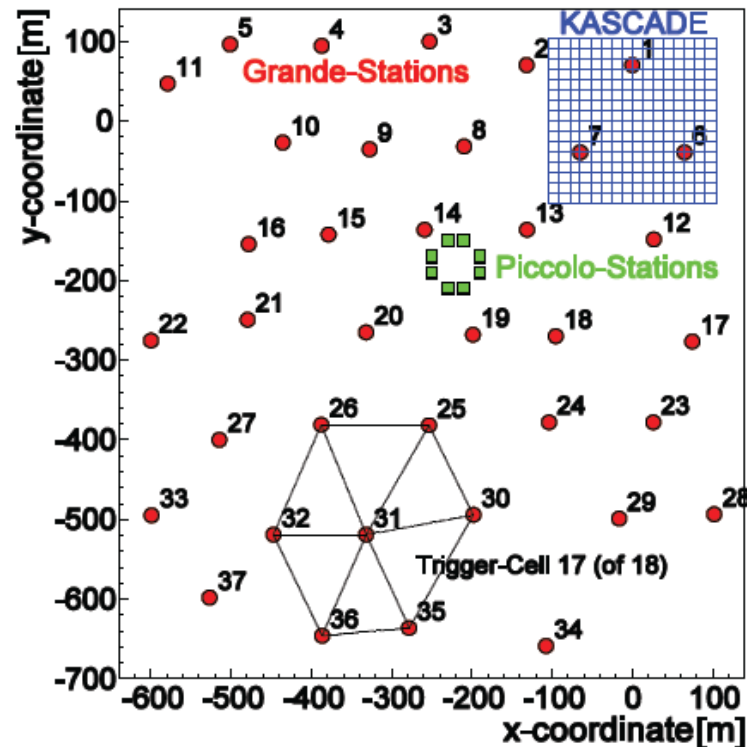
Astroparticle Physics 24 (2005) 1
 Astroparticle Physics 31 (2009) 86
 23.12.2018

The “knee” region according to KASCADE



- ✓ All-particle knee at about 4×10^{15} eV
- ✓ *(p+He) knee at few PeV*, heavier knee not visible (low statistics ?)
- ✓ If Peter's cycles, $E_k(\text{Fe})$ must be found at $\approx 7-10 \times 10^{16}$ eV

Extension to KASCADE-Grande



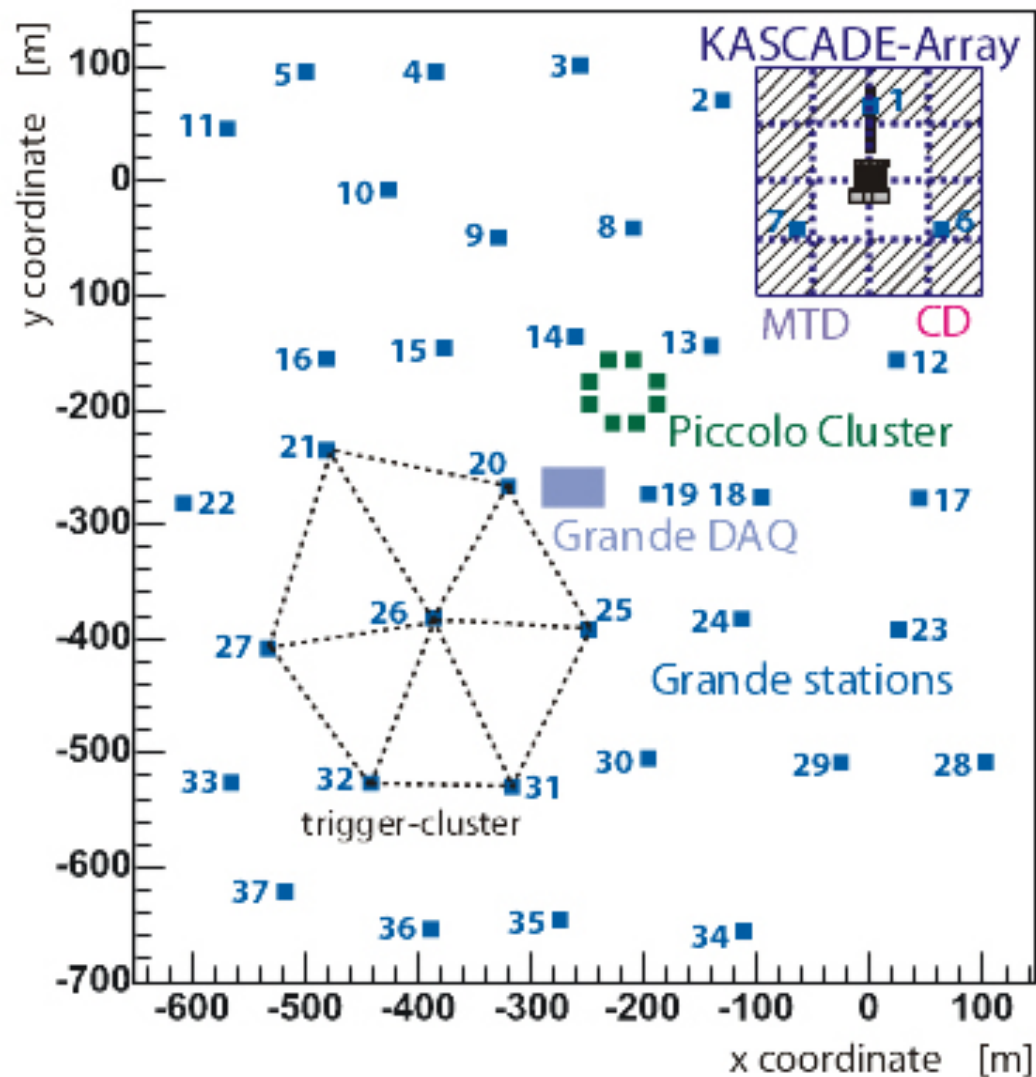
Grande array → cover an area of 0.5 km²

Detector	Detected EAS component	Detection Technique	Detect or area (m ²)
Grande	Charged particles	Plastic Scintillators	37x10
KASCADE array e/γ	Electrons, γ	Liquid Scintillators	490
KASCADE array μ	Muons (E _μ th =230 MeV)	Plastic Scintillators	622
MTD	Muons (Tracking) (E _μ th =800 MeV)	Streamer Tubes	4x128

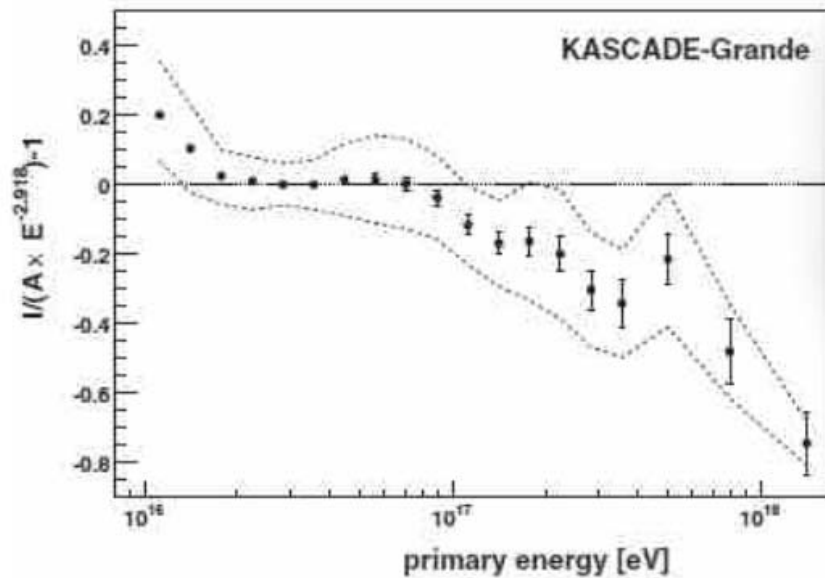
Nucl. Instr. Meth. A620 (2010) 202

Primary energy estimated from a combination of N_{ch} and N_{μ}

KASCADE-Grande Detector Array



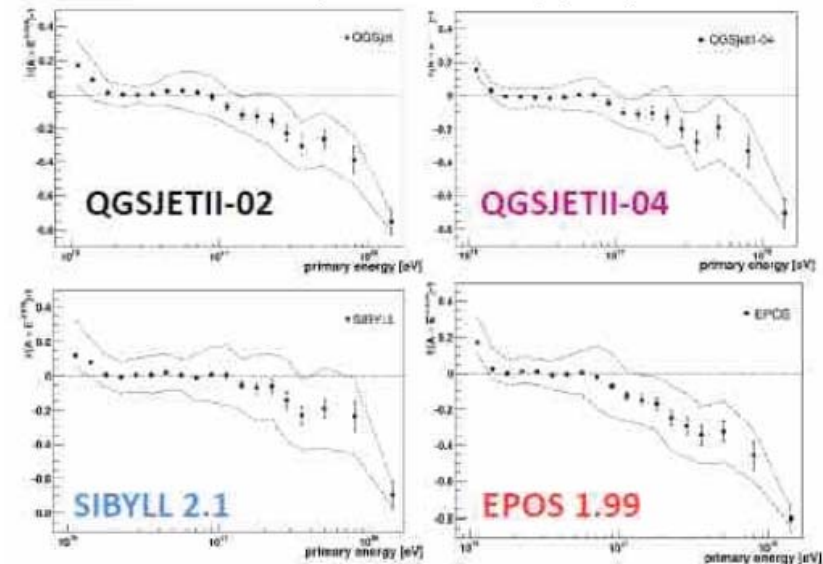
All-particle spectrum by KASCADE-Grande



Astroparticle Physics 36, (2012) 183

- ✓ *Spectrum cannot be described by a single power law*
- ✓ *Concavity* above 10^{16} eV
- ✓ *Steepening* at $\sim 8 \times 10^{16}$ eV, significance 2.1σ

Advances in Space Research 53, (2014) 1456-1469



Spectral features are visible in the spectra calibrated with all interaction models

Тунка-133

Увеличить в 10 раз площадь “плотной” черенковской установки ШАЛ для исследования диапазона $10^{15} - 10^{18}$ эВ.

Энергетический порог $\sim 10^{15}$ эВ

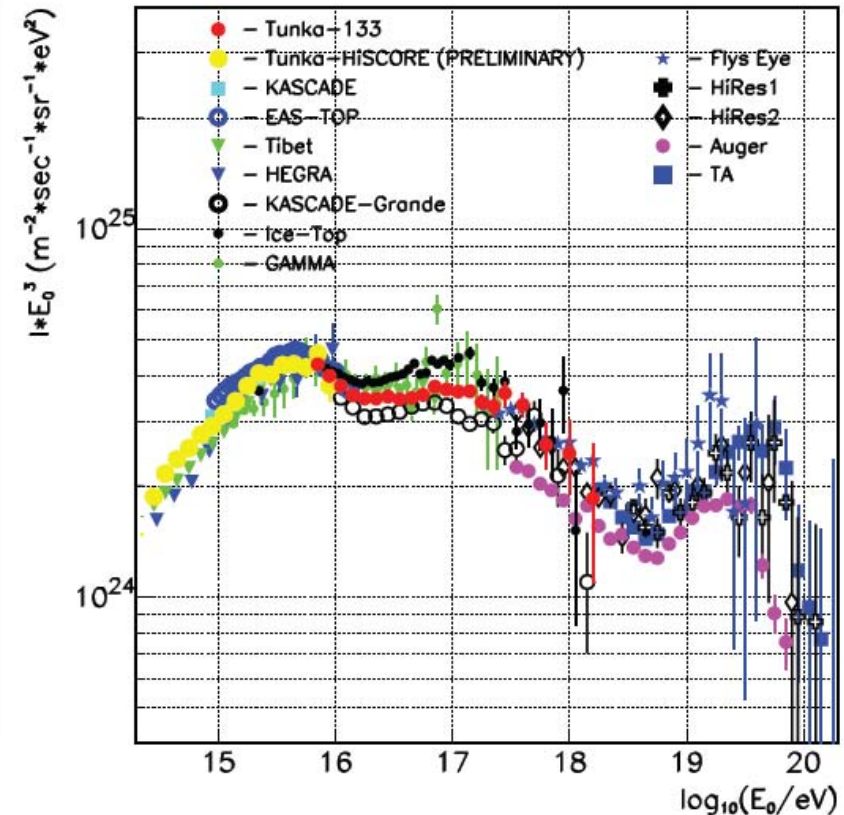
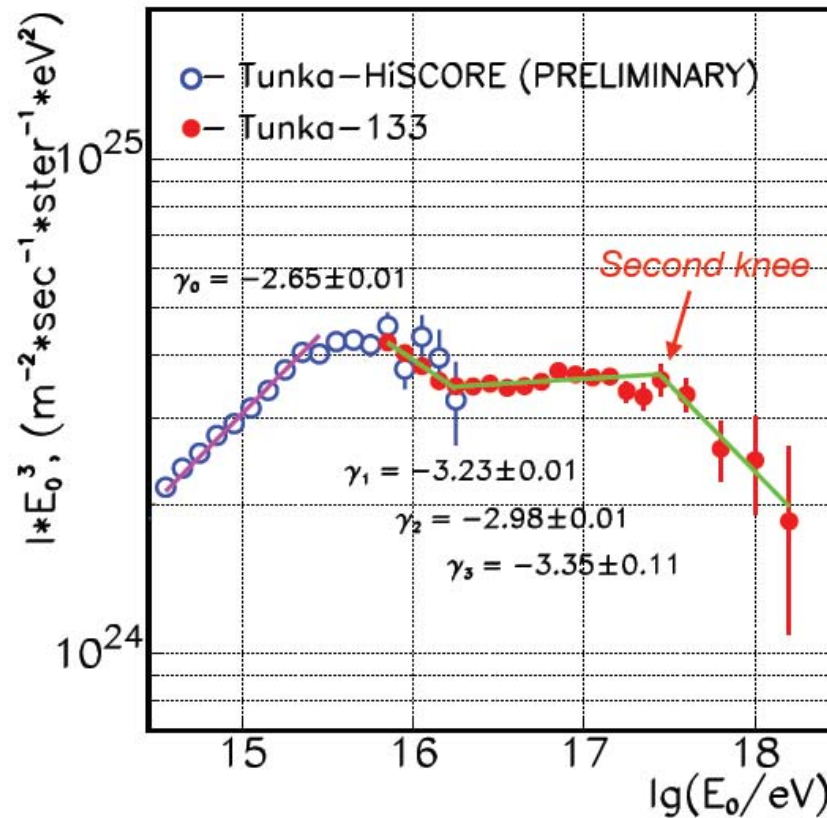
Ожидаемая статистика за один год работы (400 часов):

$> 3 \cdot 10^{15}$ эВ $\sim 5.0 \cdot 10^5$ событий

$> 10^{17}$ эВ ~ 300 событий

$> 10^{18}$ эВ $\sim 2 - 3$ события

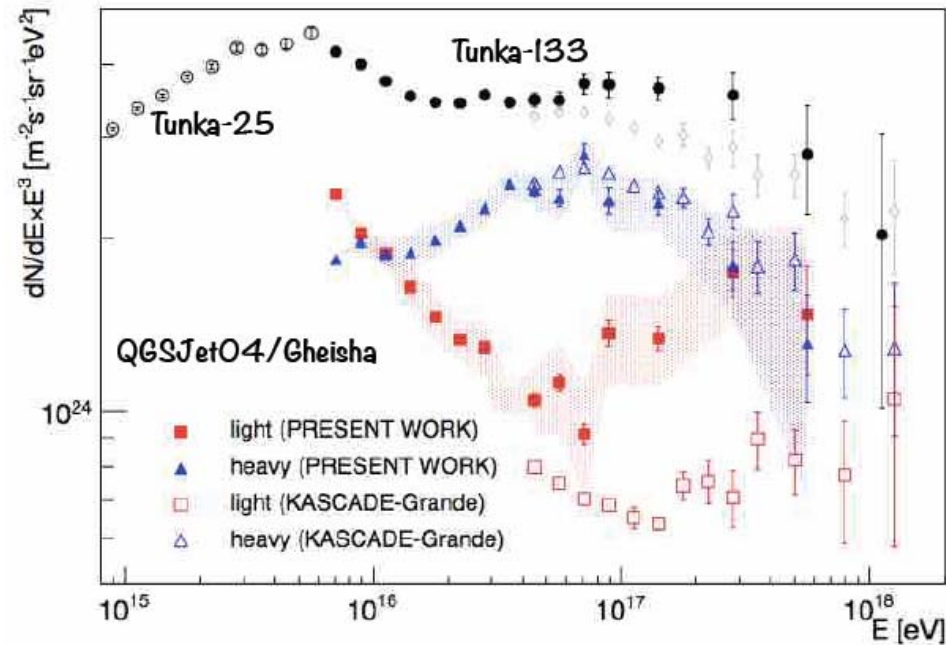
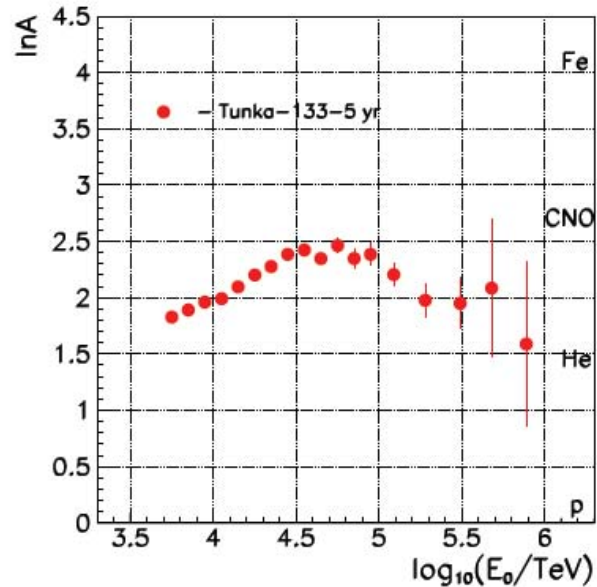
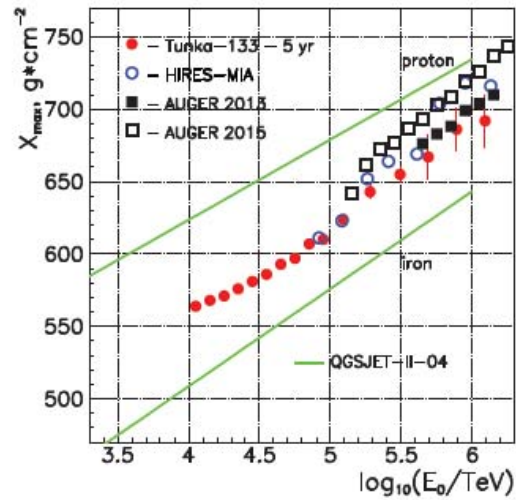
TUNKA-133: all-particle spectrum



EPJ Web of Conferences **121**, 03004 (2016)

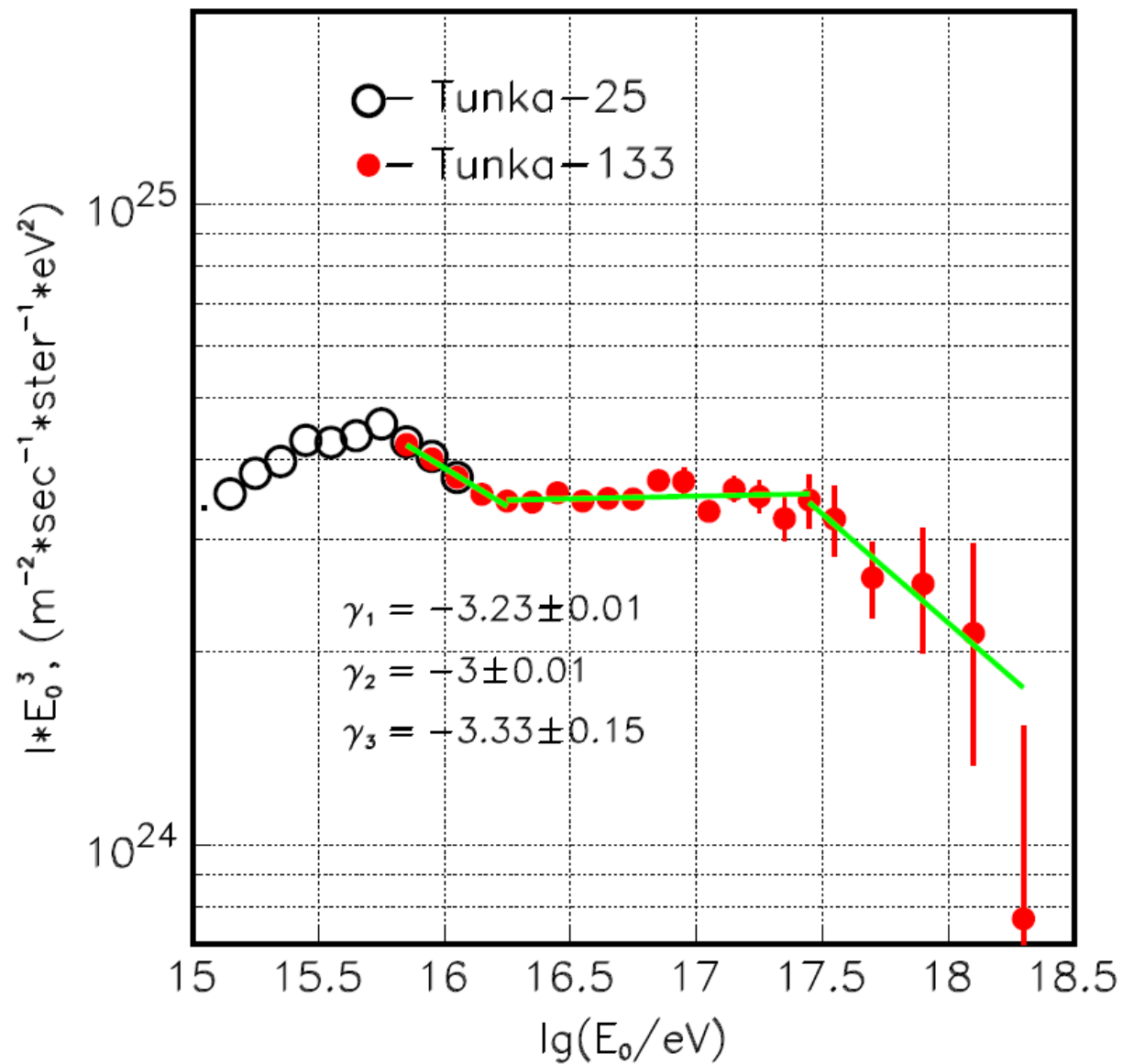
- ✓ *hardening around $2 \cdot 10^{16}$ eV* and *steepening at $\sim 3 \cdot 10^{17}$ eV* in agreement with other experimental results
- ✓ agreement with TALE spectrum between $2 \cdot 10^{17}$ and 10^{18} eV

TUNKA-133: Elemental Composition

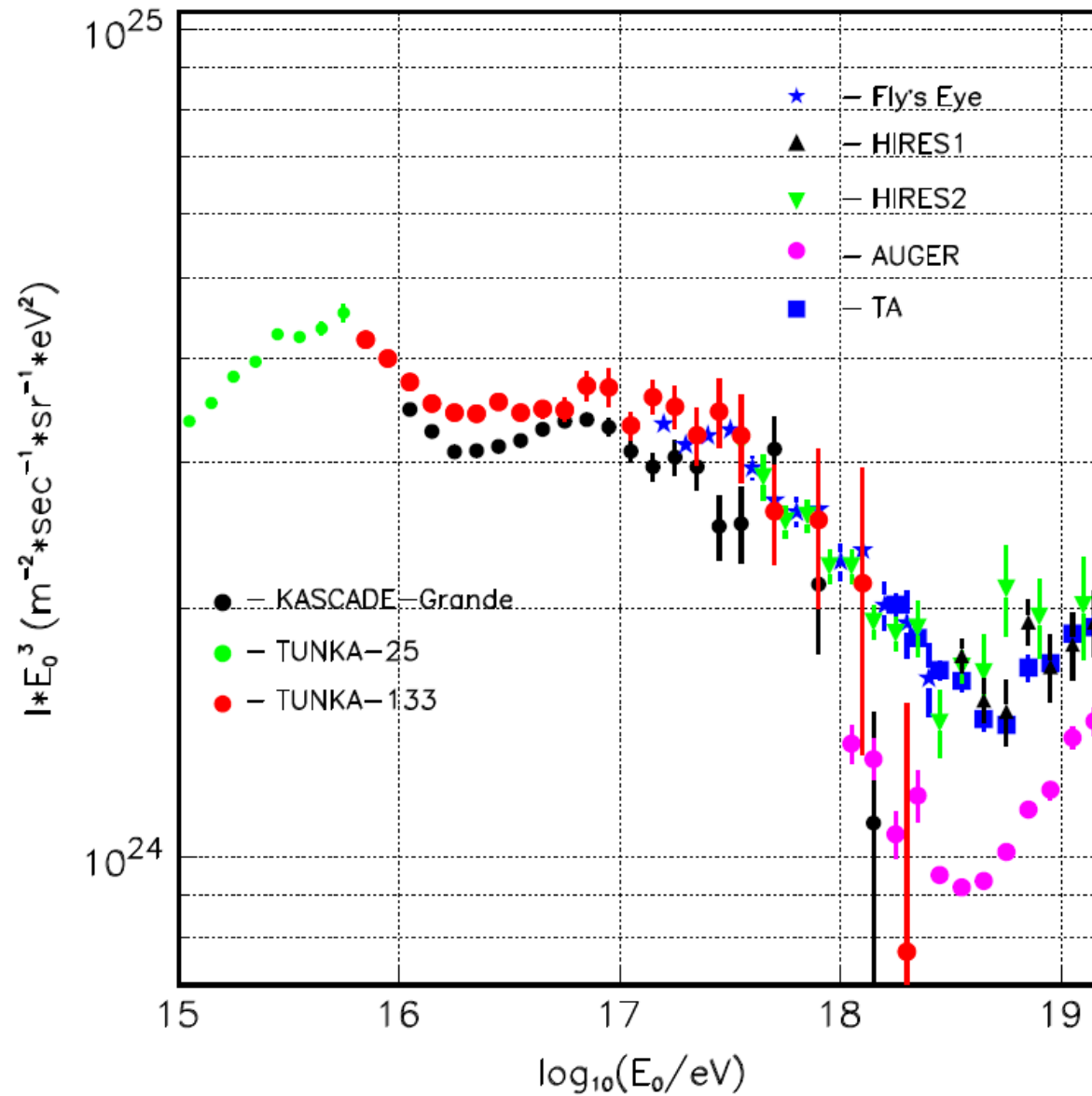


- ✓ *knee: p, He*
- ✓ *heavy knee at $\sim 7 \cdot 10^{16}$ eV* light component growing above $4-5 \cdot 10^{16}$ eV
- ✓ *mean mass getting heavier up to $\sim 10^{17}$ eV, then lighter again*

Тунка-133 (2010-2012 гг.) – спектр КЛ



Спектр КЛ: сравнение данных Тунка-133 с другими



TAIGA-HiSCORE

Tunka **A**dvanced **I**nstrument for **G**amma-ray and cosmic-ray **A**strophysics - **H**igh **S**ensitive **C**osmic **O**Rigin **E**xplorer

Астрофизический комплекс TAIGA, расположенный в тункинской долине (50 км от оз. Байкал), представляет собой центр по исследованию КЛ высоких и сверхвысоких энергий методом регистрации ШАЛ. **TAIGA** включает:

- ❑ **Tunka-133** - черенковская установка, на базе которой в настоящее время развертывается
- ❑ **Tunka-HiSCORE** - широкоугольная черенковская обсерватория
- ❑ **TunkaRex** - установка, регистрирующая радиоизлучение ШАЛ
- ❑ **Tunka-Grande** - сеть сцинтилляционных станций
- ❑ **IAC** (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes) - атмосферные фототелескопы - фиксирующие изображения ШАЛ в черенковском свете).

В перспективе комплекс позволит получать новые эксперимент. данные в области физики космических лучей и гамма-астрофизики.

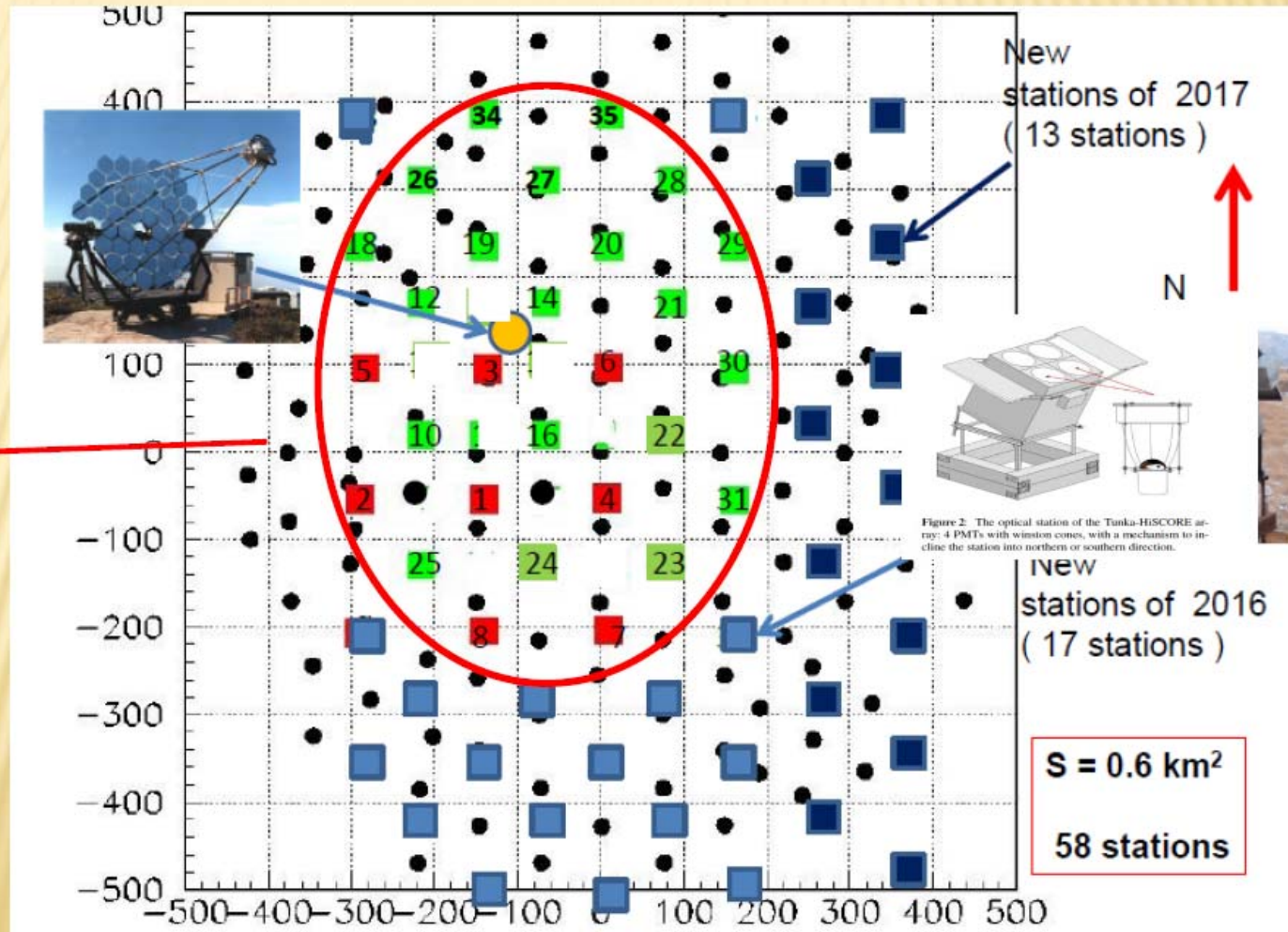
PROTOTYPE TAIGA 2017-2018

HISCORE+IACT (0.6 KM2+IACT)

This work:
HISCORE
 2016-2017:

28 detectors ,
 106 m
 distance,
 0.25 km²

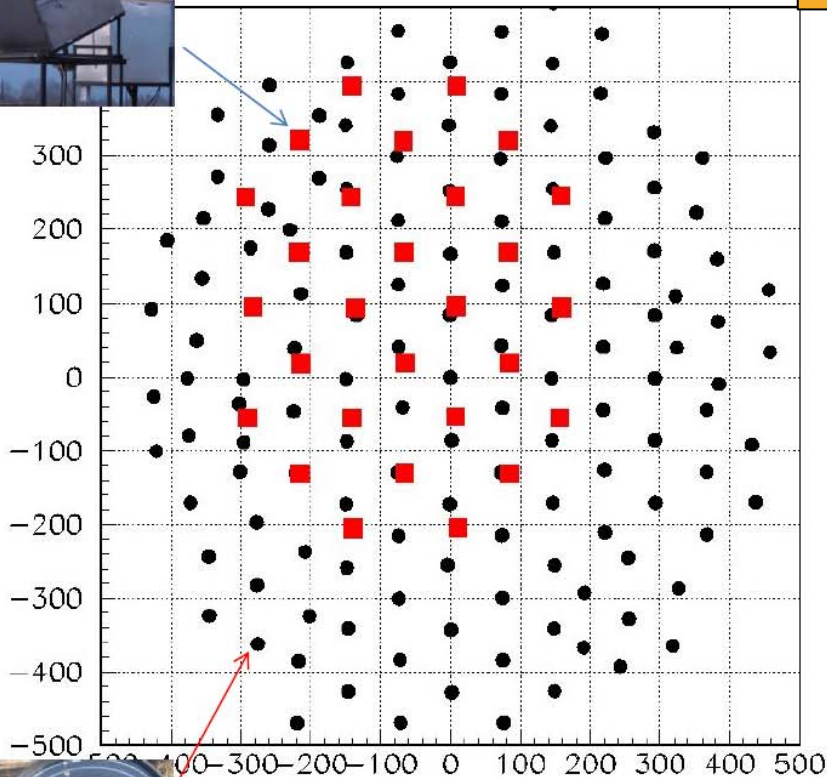
All stations
 are tilting to
 the South (25
 deg)



TAIGA-HiSCORE



28 stations, $S = 0.25 \text{ km}^2$



45 stations, $S=0.4 \text{ km}^2$ (2018)

50 nights of array operation

350 h of good weather operation.
(October-February)

2010^6 events (≥ 4 stations)

Crab in the array field of view – 110 h
(good weather conditions)
more in L.Sveshnikova report



Tunka-133 detectors



TAIGA-IACT

D = 4.32m F = 4.75m

34 mirrors of 60 cm diameters (now only 6)

Camera : 547 PMTs (XP 1911) with 15 mm useful diameter of photocathode

Winston cone: 30 mm input size, 15 output size

1 single pixel = 0.36 deg

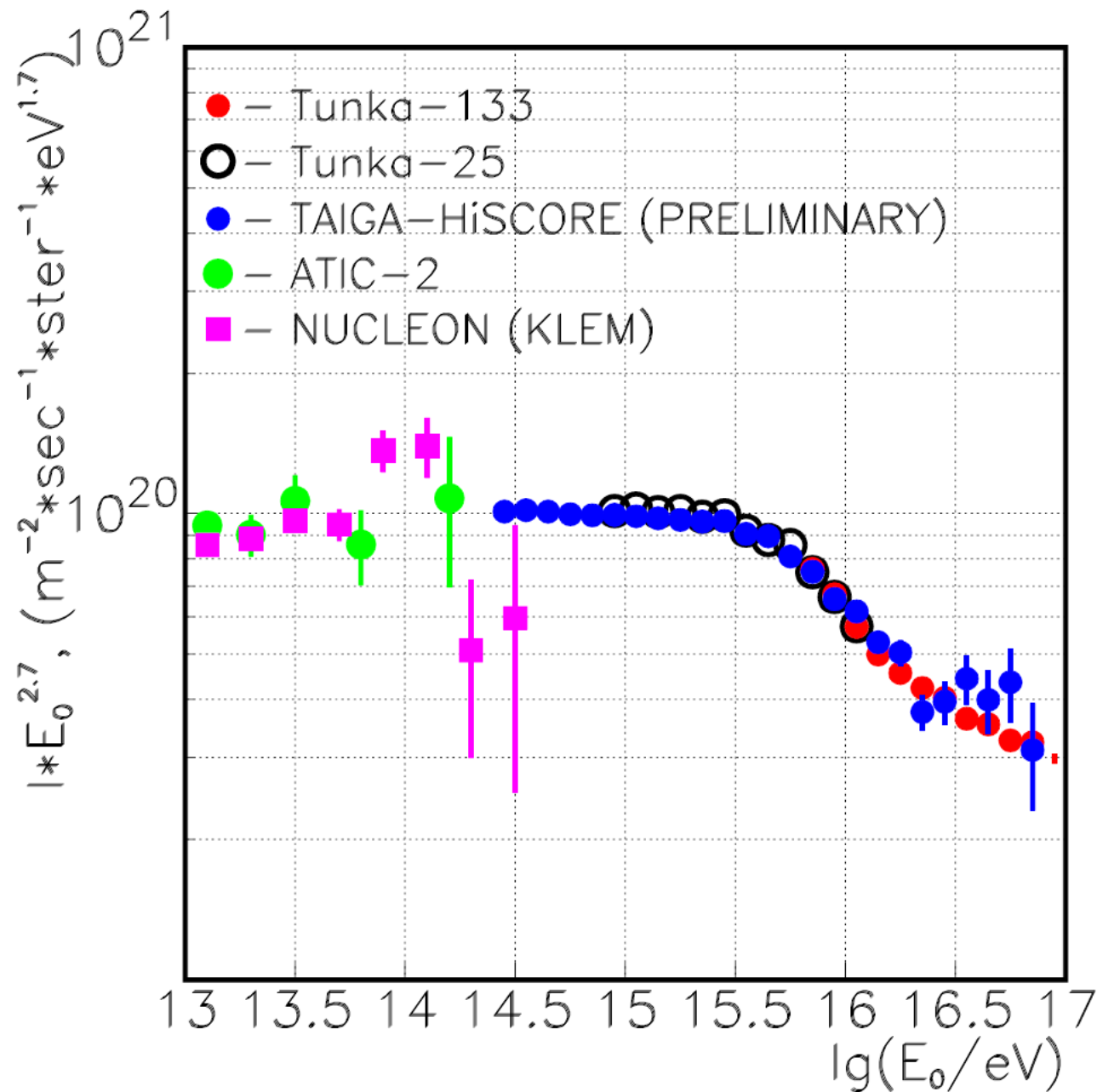
full angular size 9.6x9.6 deg

FoV= 10° x 10°

Energy threshold ~1.5 TeV

$E_{\gamma} \sim \text{TeV} - \text{PeV}$

Спектр КЛ вблизи колена



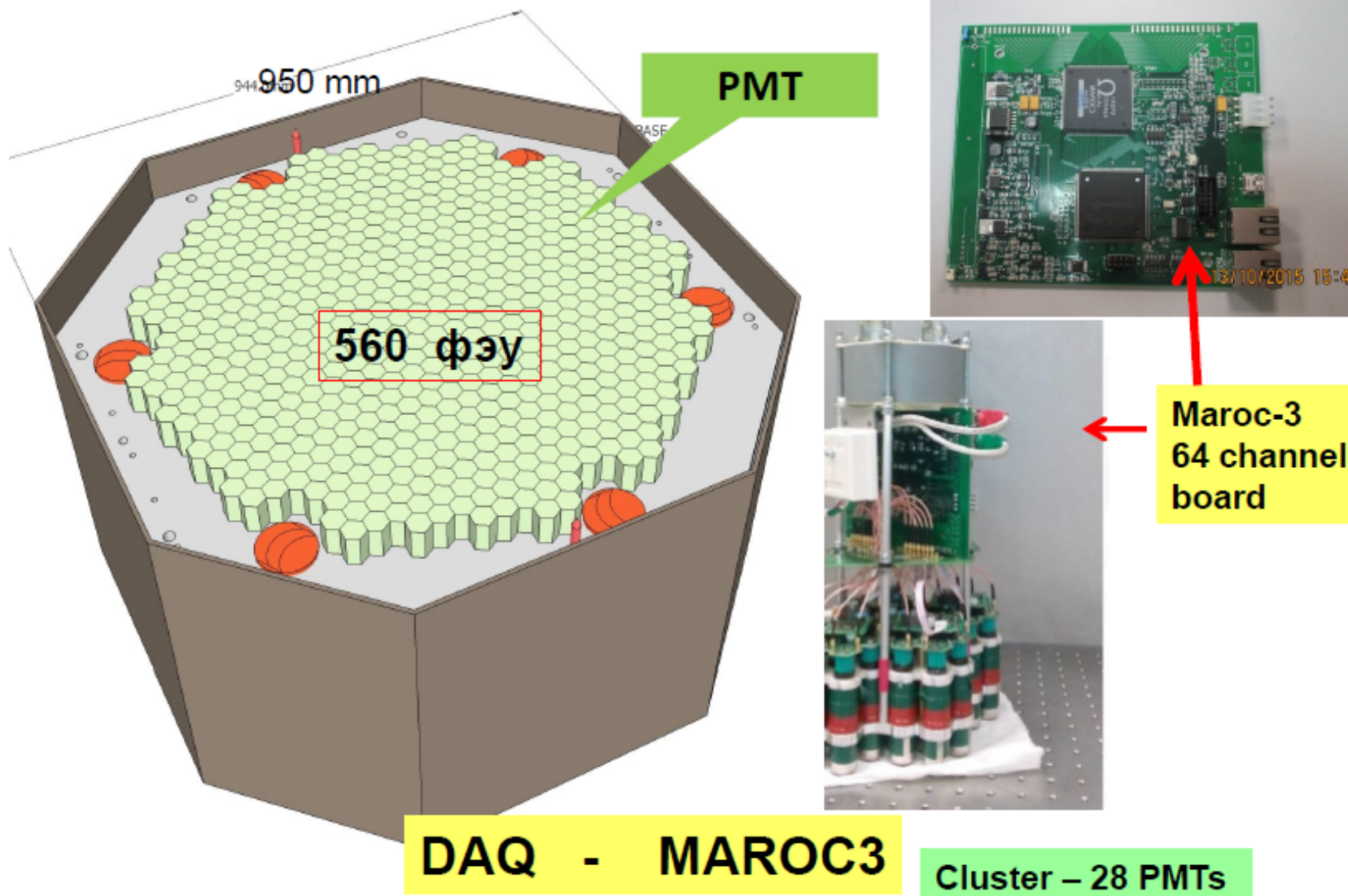


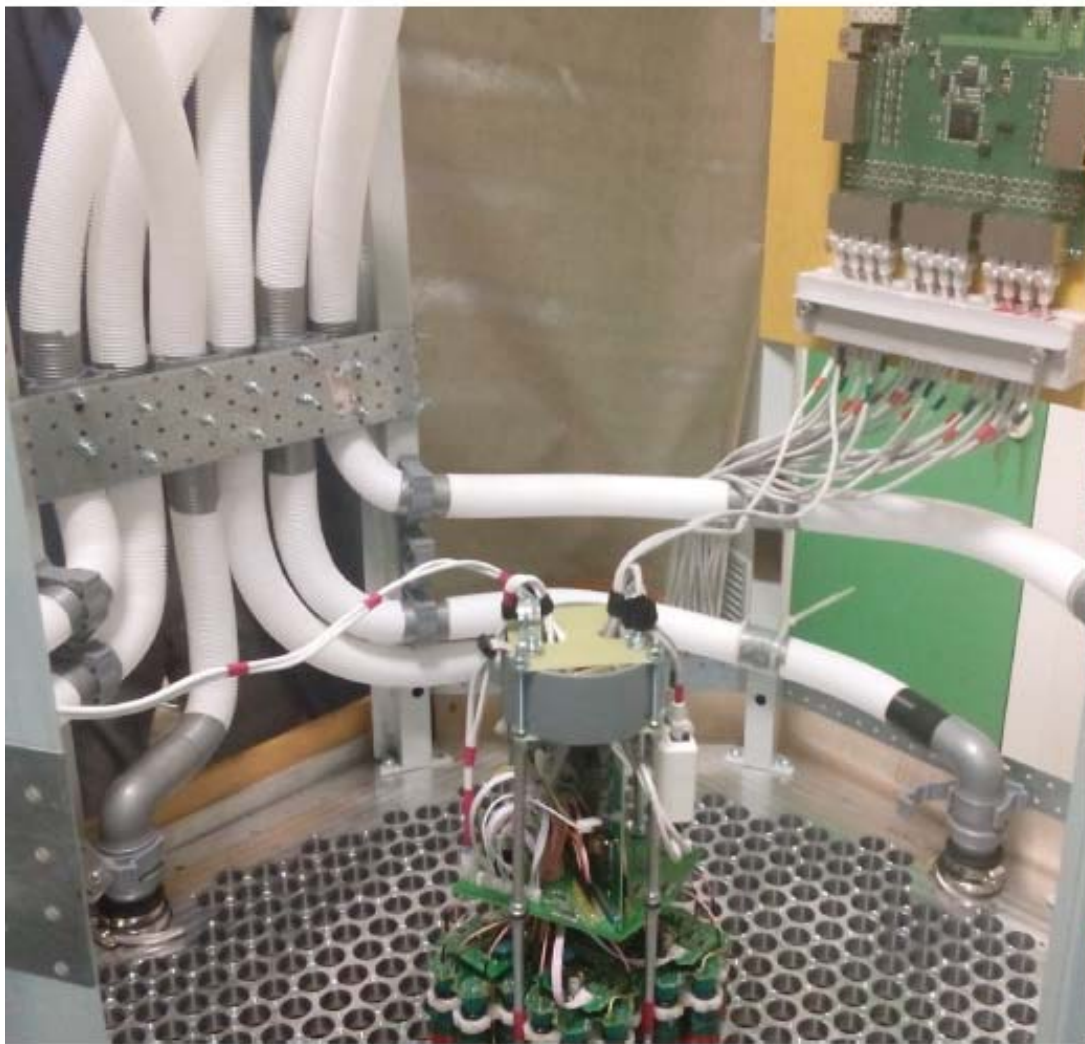
23.12.2018

Космические лучи

117

Camera of the TAIGA-IACT





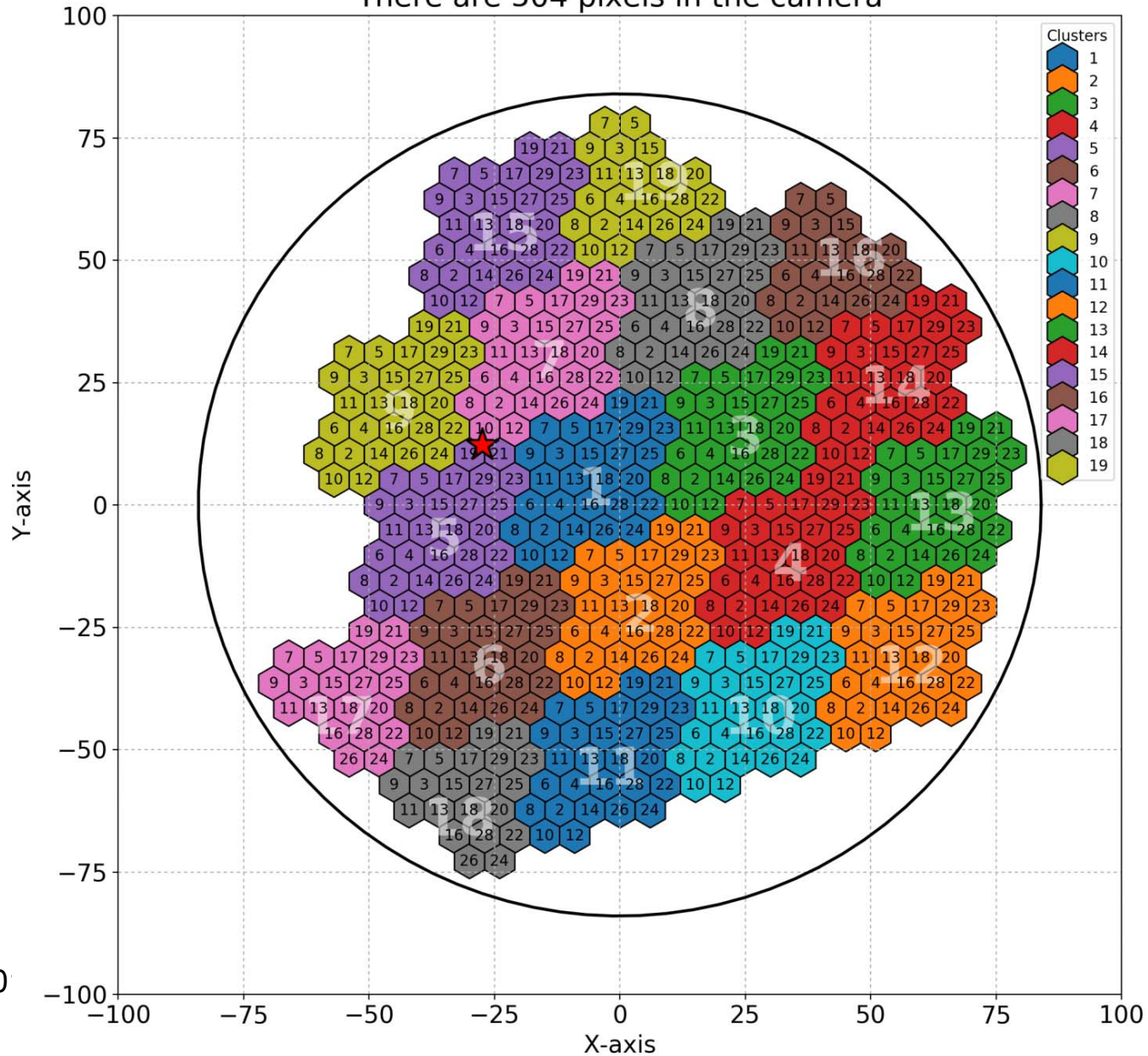
23.12.2018

Космические лучи

119

IACT : First results

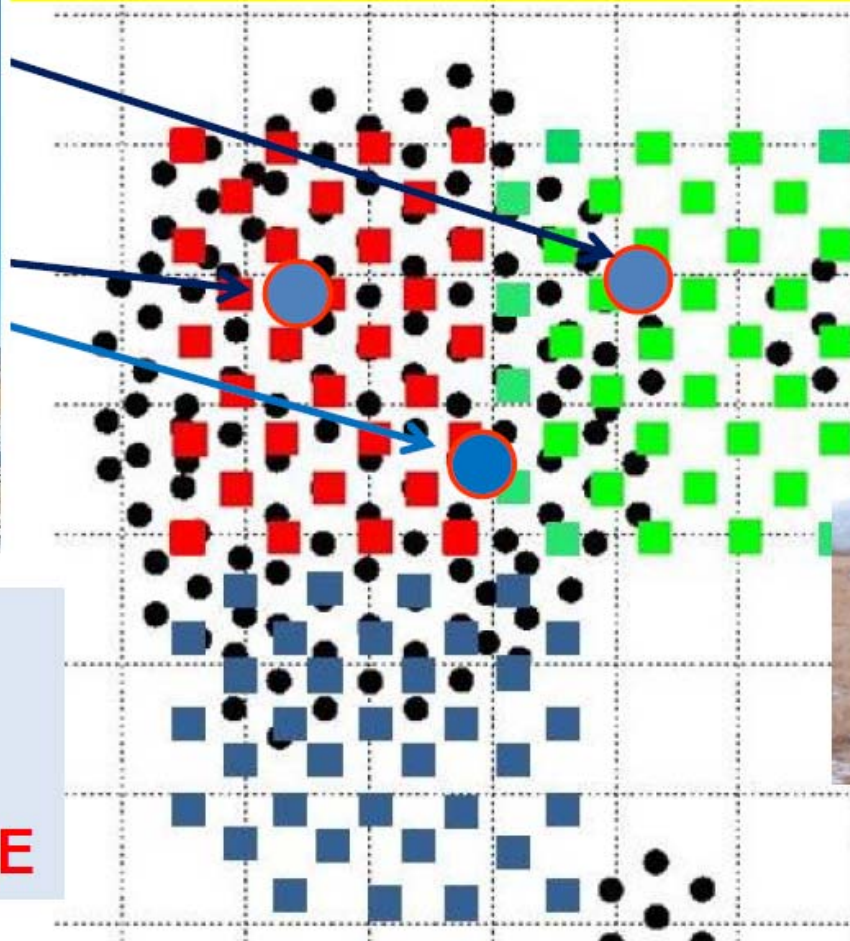
Positions of the clusters and pixels (view to mirrors)
There are 504 pixels in the camera



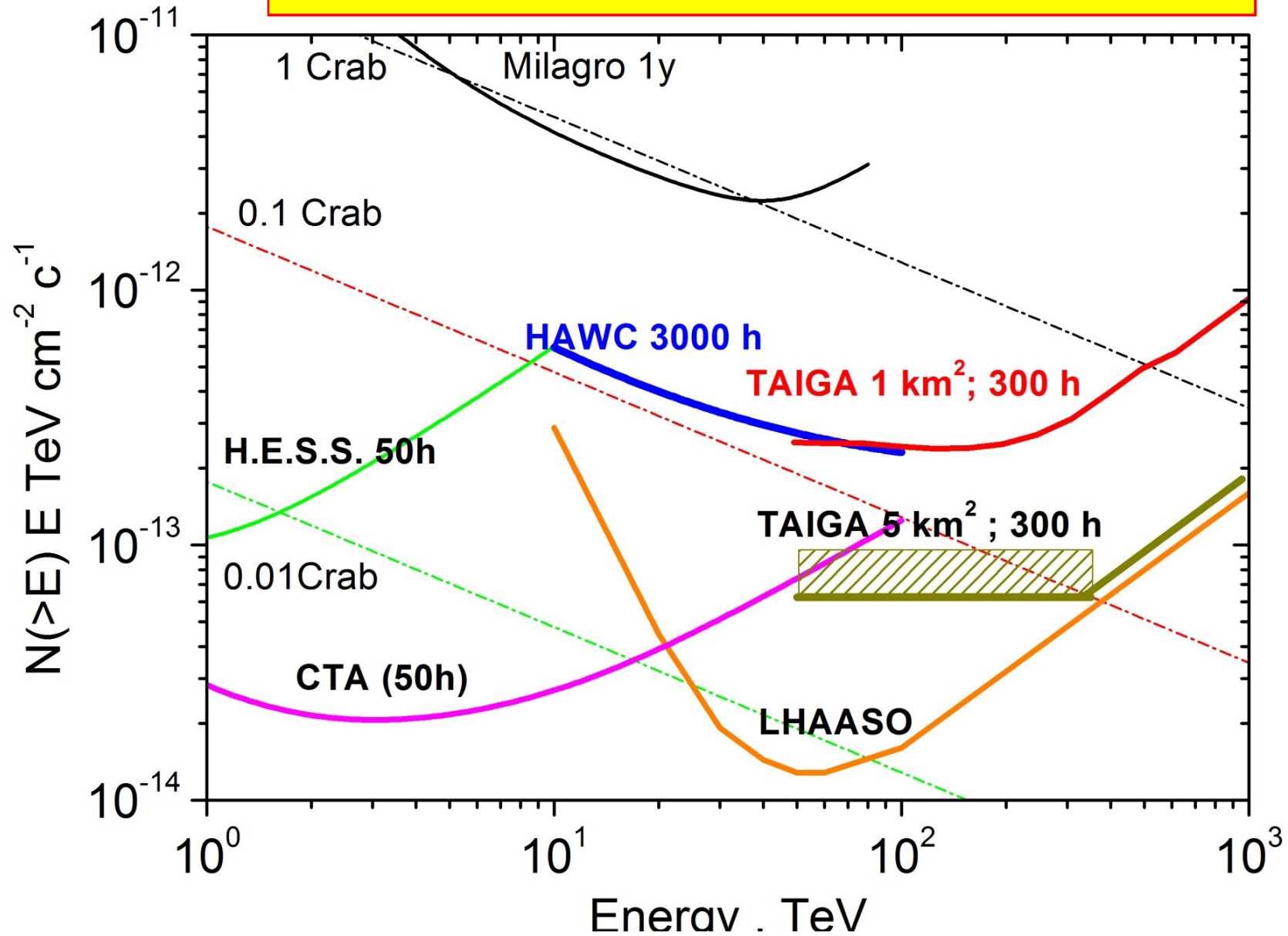
Plan for TAIGA on 2018-2019



3 telescopes
TAIGA-IACT
100 station
TAIGA-HiSCORE



Integral sensitivity to local sources



Pierre Auger Observatory (PAO)

Пьер Оже (Pierre Victor Auger) – первооткрыватель ШАЛ (1939)

PAO (S) – Аргентина, строительство закончено в 2008 г.,
площадь 3000 км² :

1600 водно-черенковских станции (танков, заполненных
водой, 12 м³), разнесенных на 1.5 км, с тремя ФЭУ ;

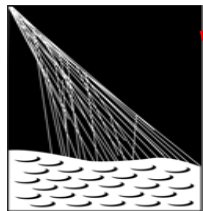
24 флуоресцентных телескопа (30° x 30°).

PAO (N) – США (уже не проект?), 20 000 км² .

Portugal
 Netherlands
 Argentina
 Australia
 Bolivia*
 Brasil
 Czech Republic
 France
 Germany
 Italy
 Poland
 Mexico
 Slovenia
 Spain
 United Kingdom
 USA
 Vietnam*

The Pierre Auger Observatory

38° South, Argentina, Mendoza,
 Malargue 1.4 km altitude, 850



**PIERRE
 AUGER**
 OBSERVATORY

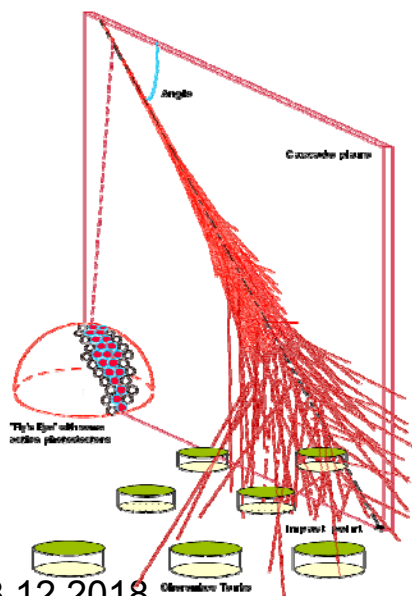
The Auger Observatory

One observatory in two hemispheres
Southern site completed June 2008



18 Participating Countries

Argentina	France	Portugal
Australia	Gemany	Slovenia
Bolivia	Italy	Spain
Brazil	Mexico	United States
Croatia	Netherlands	United Kingdom
Czech Republic	Poland	Vietnam



Hybrid shower measurements:
Surface array + air fluorescence

Spokesperson: Giorgio Matthiae

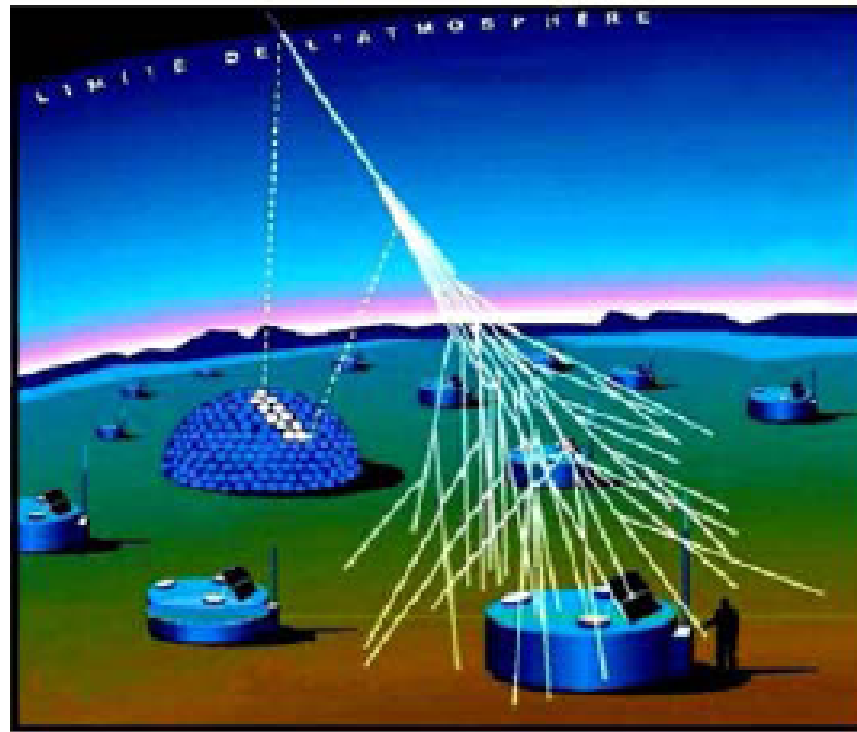
Founders: Jim Cronin and Alan Watson

23.12.2018

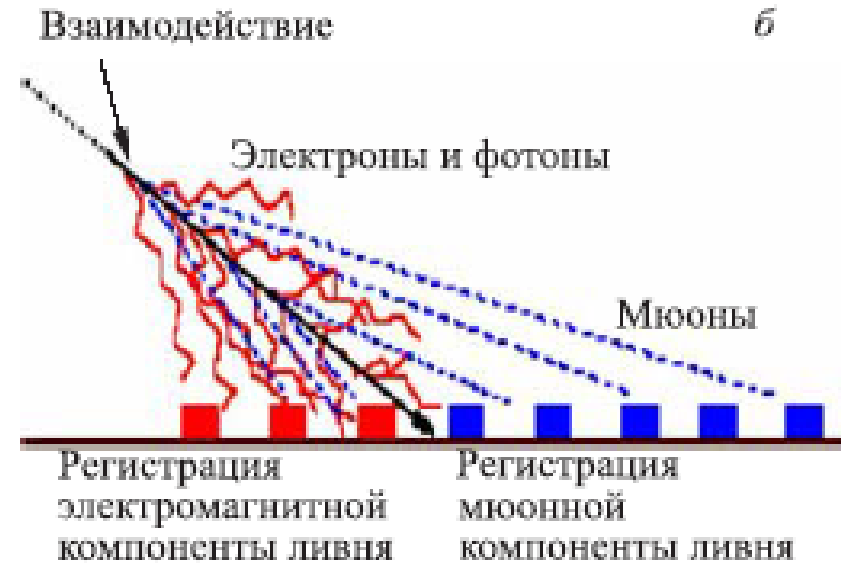
Космические лучи

125

РАО: схема регистрации ШАЛ FD и CD



а) схема регистрации ШАЛ черенковским детектором и флуоресцентным детектором

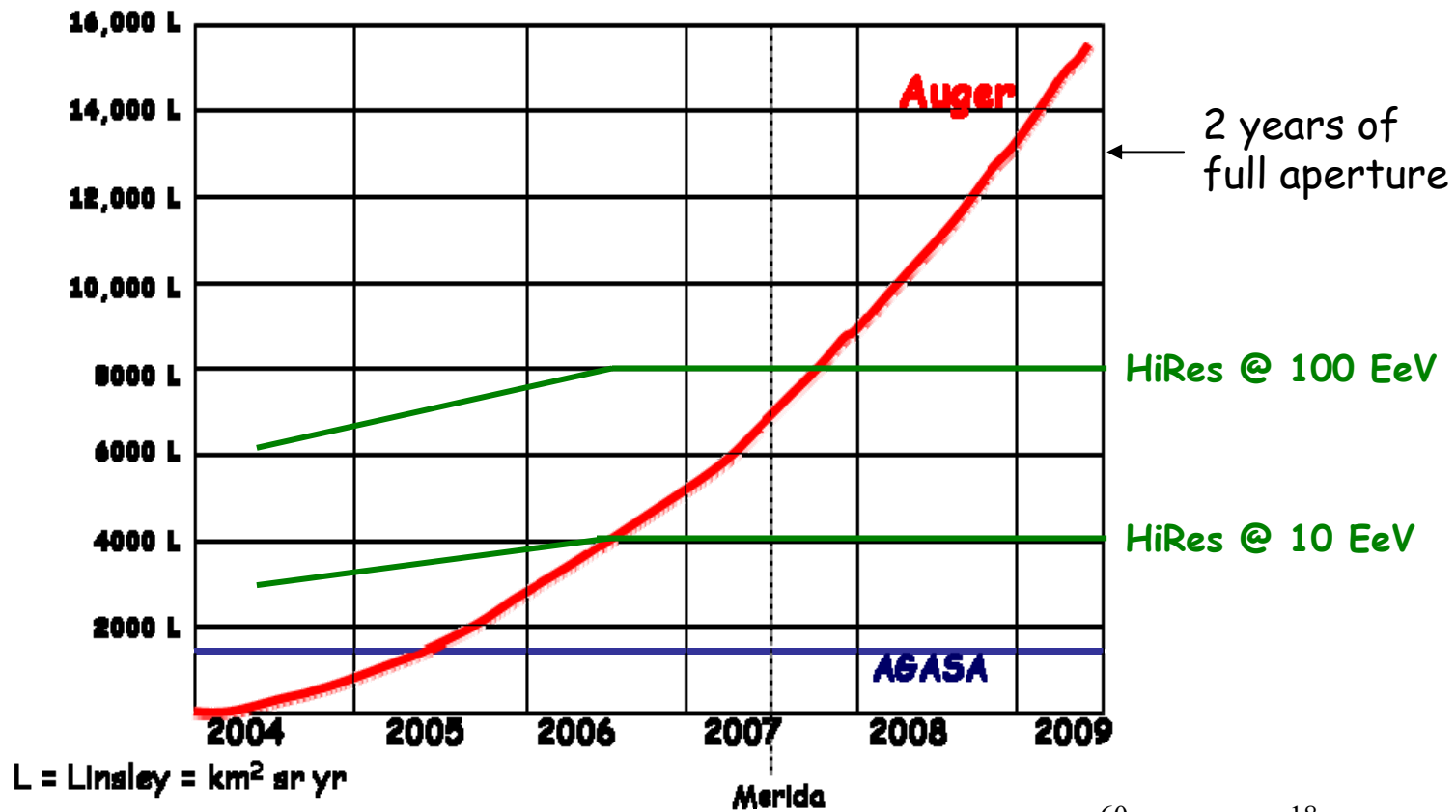


б) схема регистрации околоразнонаправленного ливня, индуцированного нейтрино

Exposure

$$L \equiv \text{Linsley} = \text{km}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{yr}$$

Since Mérida, the Auger exposure has doubled



Now nearly ten times the AGASA exposure.

$$1 \text{ EeV} = 2^{60} \text{ eV} = 10^{18} \text{ eV} = 10^3 \text{ PeV}$$

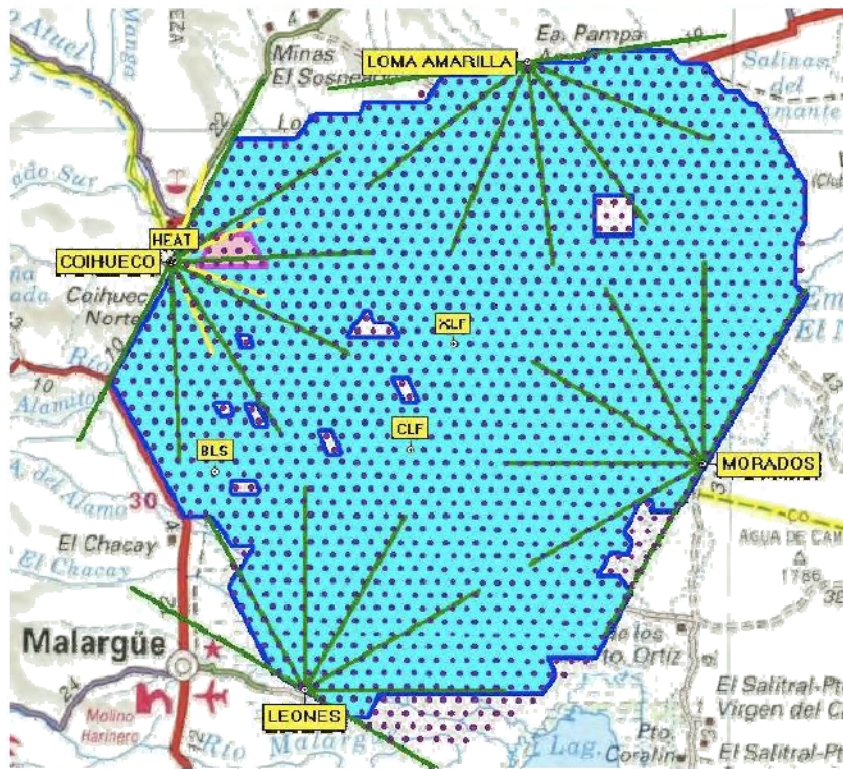
Поток ($>10^{20}$ эВ) $\sim 10^{-2}$ ср⁻¹ км⁻² год⁻¹ ~ 150 событий в год

The Observatory Plan

3000 km²



The Auger Observatory in the Southern Hemisphere



1600 water Cherenkov stations (triangular grid of 1.5 km) - 12 т воды

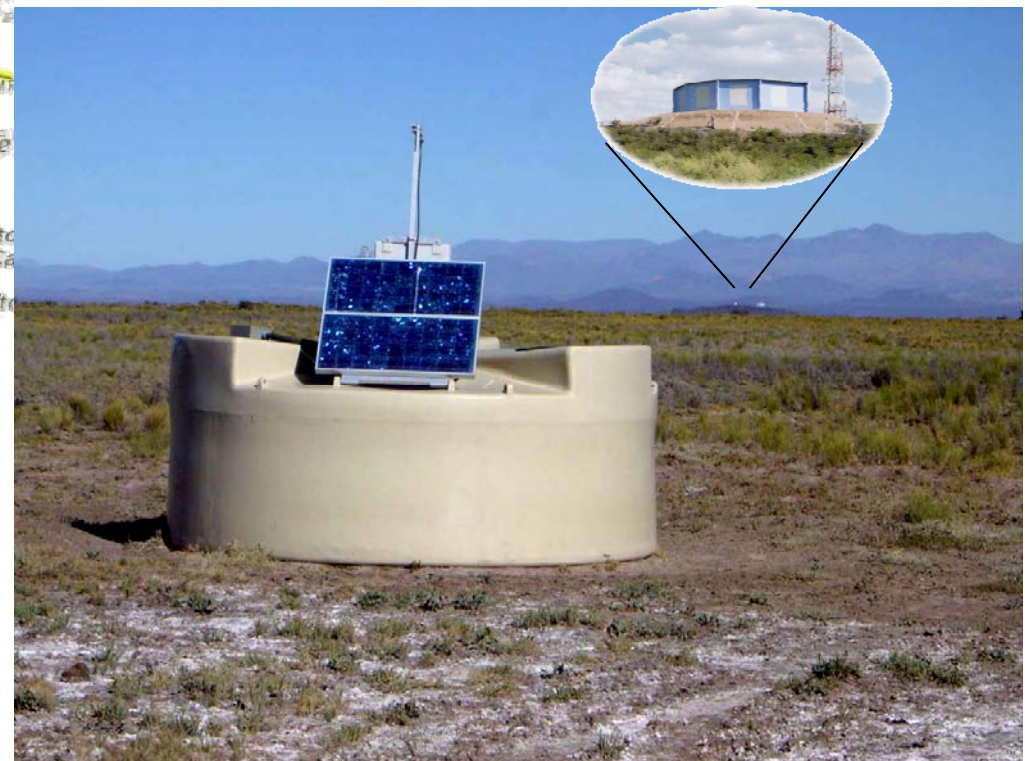
27 fluorescence telescopes (30°x30°)

(3 дополн.)



60 km

$$S = 3000 \text{ km}^2 \quad E_0 > 3 \text{ EeV}$$



23.12.2018

Космические лучи

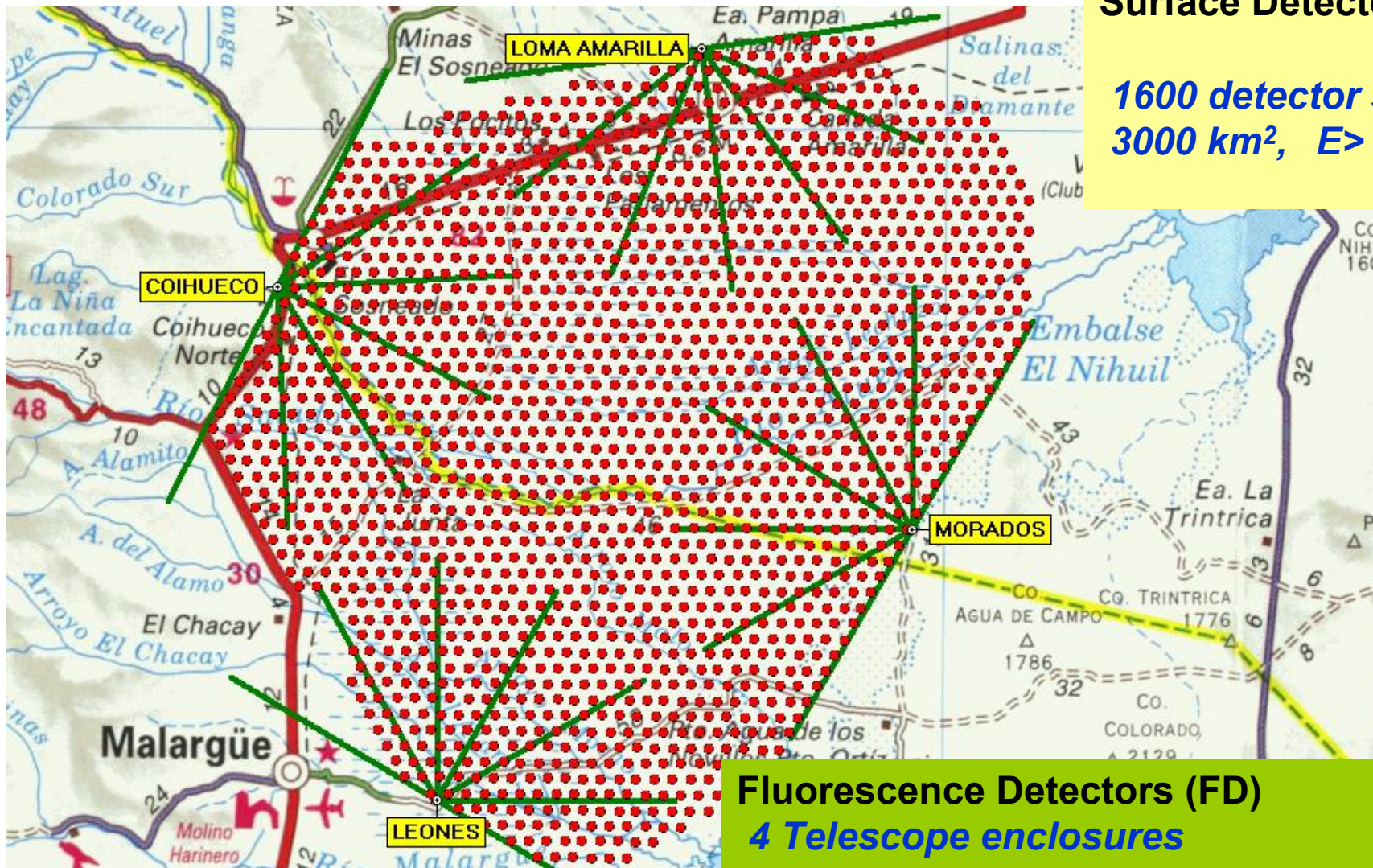
129

Схема обсерватории

РАО, 1503.09173v1

Surface Detector (SD)

1600 detector stations
3000 km², $E > 3 \cdot 10^{18}$ eV



Fluorescence Detectors (FD)

4 Telescope enclosures

6 Telescopes per enclosure

27 = 24 + 3 (HEAT Telescopes) Telescopes total

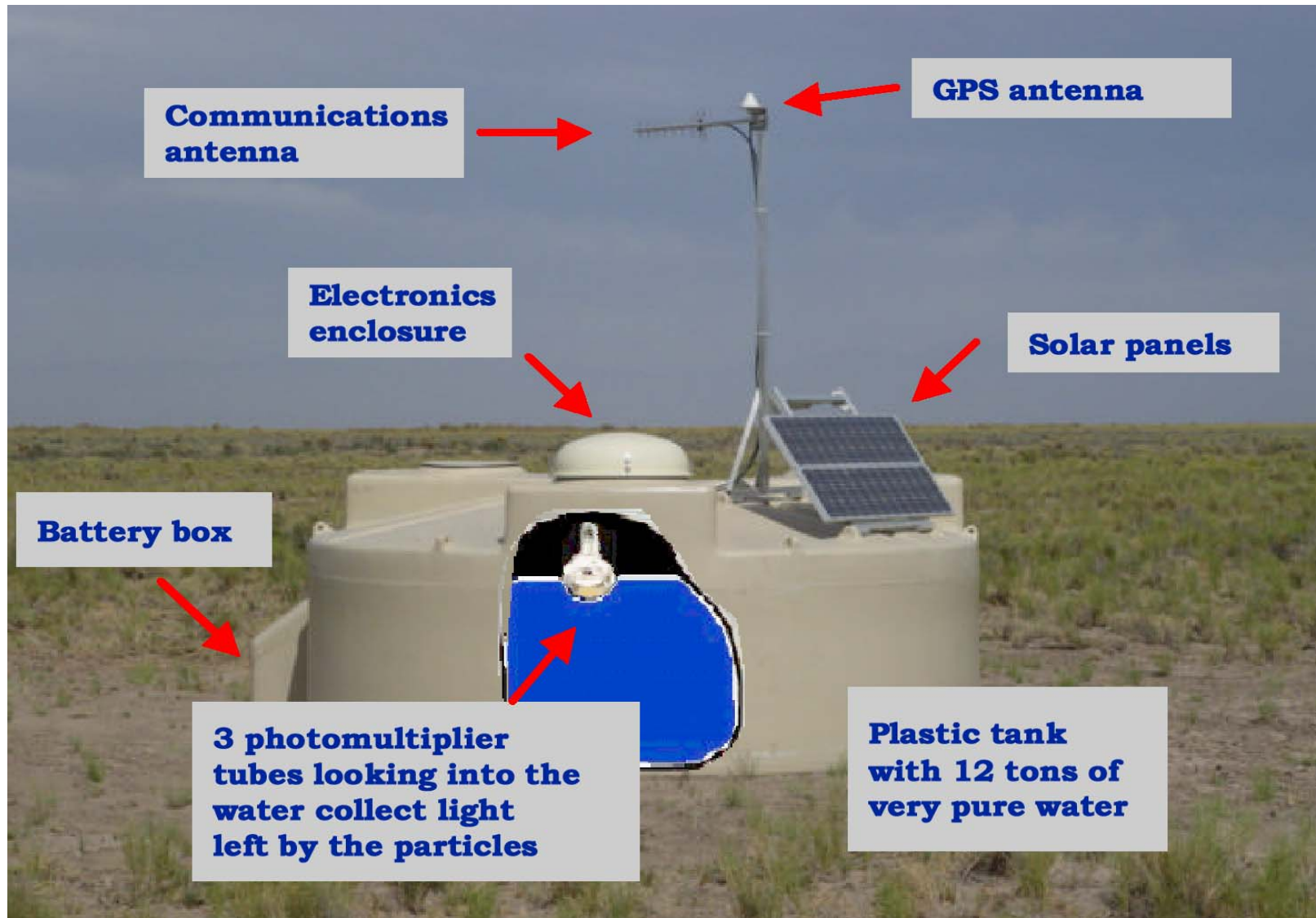
23.12.2018

КОСМ



deployed
Three of four
fluorescence buildings
operational each with 6
telescopes

A Water Cherenkov Station





Задачи РАО

- ✓ Обнаружение источников UHECRs, понимание их природы и механизмов ускорения частиц в этих источниках
- ✓ Причины изменения спектра КЛ: переход от галактической компоненты КЛ к внегалактической, влияние диффузии (магнитных полей, взаимодействие с электромагнитным фоном) на спектр КЛ на пути от источника к Земле
- ✓ Измерение элементного состава КЛ, объяснение наблюдаемых изменений
- ✓ Обнаружение анизотропии (дипольной и квадрупольной) КЛ на больших и малых масштабах (из-за диффузии при низких энергиях или анизотропного распределения источников, а также на малых угловых масштабах – как результат квазипрямолинейного распространения от ближайших источников)
- ✓ Генерация гамма-квантов и нейтрино во взаимодействиях КЛ в источниках или на пути к Земле
- ✓ Изучение адронных взаимодействий при энергиях выше достигнутых на коллайдере LHC.

PAO, ICRC2017

The parameters of the data samples and the calibration parameters

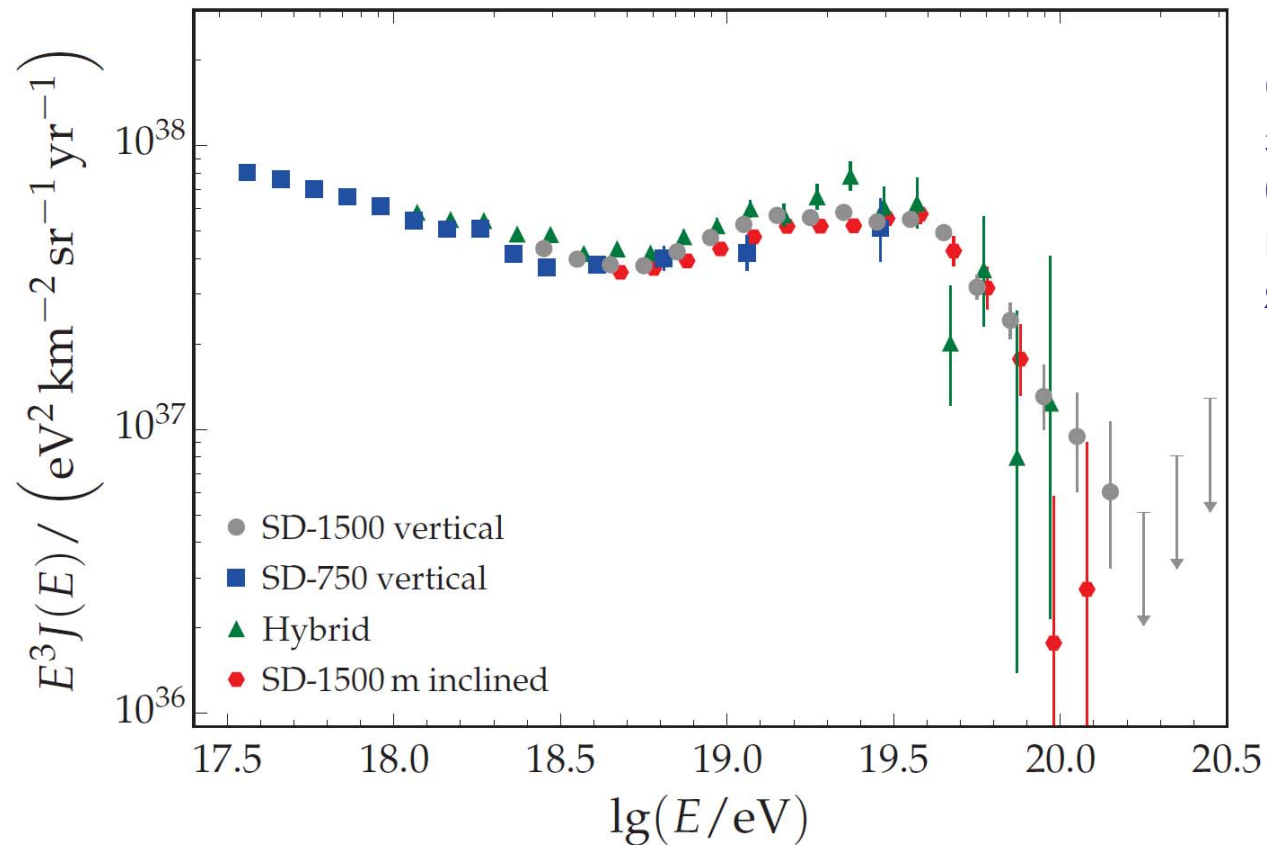
	SD 1500 <60°	SD 1500 >60°	SD 750	Hybrid
Data taking period	Jan. 2004 – Dec. 2016	Jan. 2004 – Dec. 2016	Aug. 2008 – Dec. 2016	Jan. 2007 – Dec 2015
Exposure [km ² sr yr]	51,588	15,121	228	1946 at 10 ¹⁹ eV
Number of events	183,332	19,602	87,402	11,680
Zenith angle range [°]	0 to 60	60 to 80	0 to 55	0 to 60
Energy threshold [eV]	3×10 ¹⁸	4×10 ¹⁸	3×10 ¹⁷	10 ¹⁸
Calibration parameters				
Number of events	2661	312	1276	
<i>A</i> [eV]	(1.78 ± 0.03) × 10 ¹⁷	(5.45 ± 0.08) × 10 ¹⁸	(1.4 ± 0.04) × 10 ¹⁶	
<i>B</i>	1.042 ± 0.005	1.030 ± 0.018	1.000 ± 0.008	
Energy resolution [%]	15	17	13	

Поверхностный детектор (SD) - 1600 водночерепокских детекторов с шагом 1500 м (SD 1500) покрывают площадь ~3000 км² + дополн. 61 детектор с шагом 750 м (SD 750) на площади 23.5 км². SD 750 эффективен от 3×10¹⁷ эВ, SD 1500 - при 3×10¹⁸ эВ.

FD 27 телескопов просматривают атмосферу (5 станций по периметру) site. 24 telescopes – обзор 30°×30° (азимут и зенит), миним. угол над горизонтом 1.51°. 3 доп. телескопа (High Elevation Auger Telescopes, HEAT) просматривают углы до 60° над горизонтом, что позволяет детектировать низкоэнерг. ливни в совпадении с SD 750. FD-измерения обеспечивают почти калориметрич. оценку энергии ливня (ограниченную однако атмосф. условиями); SD-измерения возможны практически все время. Основное преимущество гибридной системы (FD+SD) I – хороший контроль систематических неопред. шкалы энергии. Калибровка SD-сигнала выполняется с использованием одновременных событий SD+ FD, что позволяет реконструировать энергию без МК-моделирования.

elevation angle - угол возвышения

РАО спектр космических лучей, ICRC2017



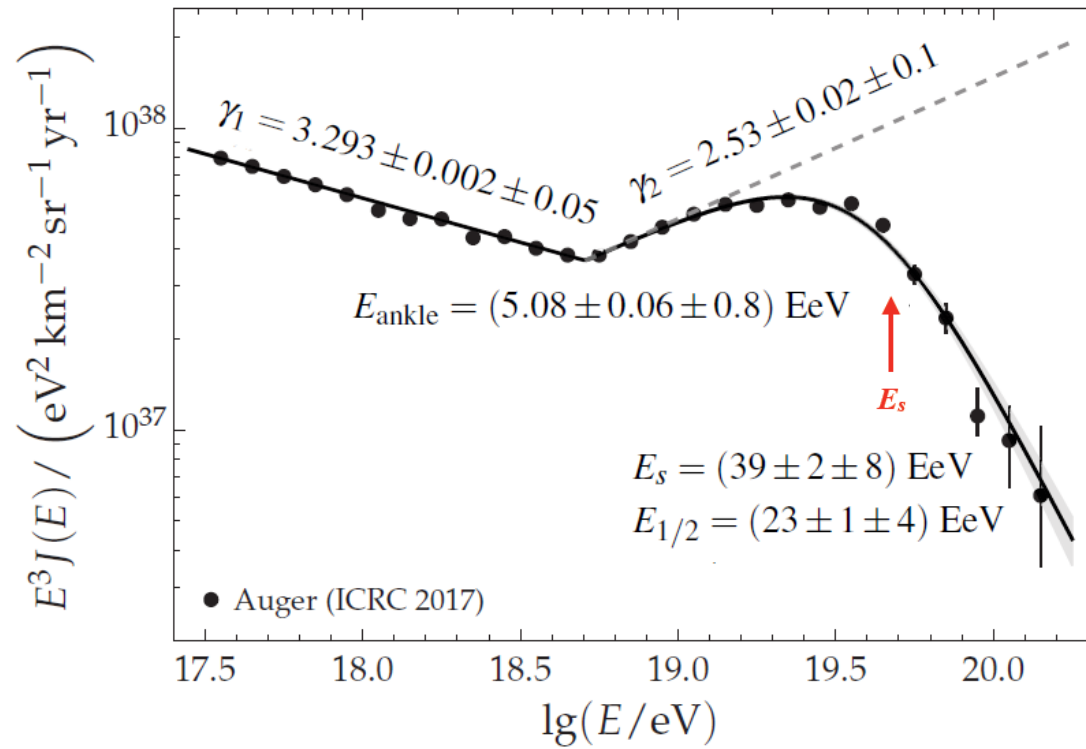
Спектр измерен с экспозицией $67\,000 \text{ km}^2 \text{ ср год}$ на основе данных с янв. 2004 по дек. 2016.

Энергический спектр получен с использованием вертикальных, наклонных и гибридных событий SD-1500 and SD-750. Систематические ошибки определения энергии $\sim 14\%$.

Фит спектра космических лучей, измеренного в эксперименте РАО

Подавление (cut-off, suppression) спектра @ $E_s = 3.9 \cdot 10^{19}$ эВ;

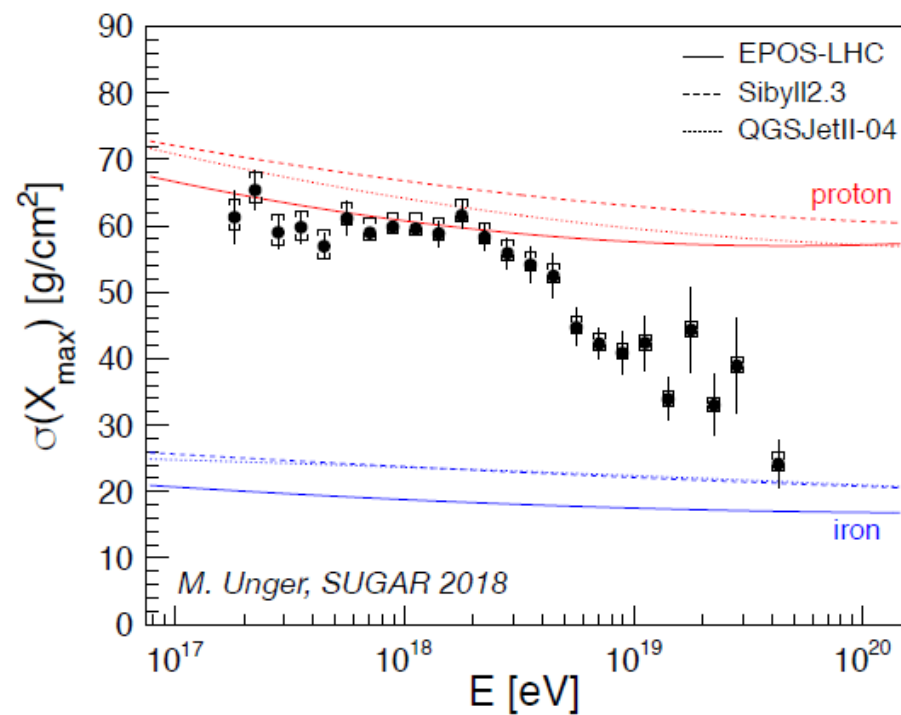
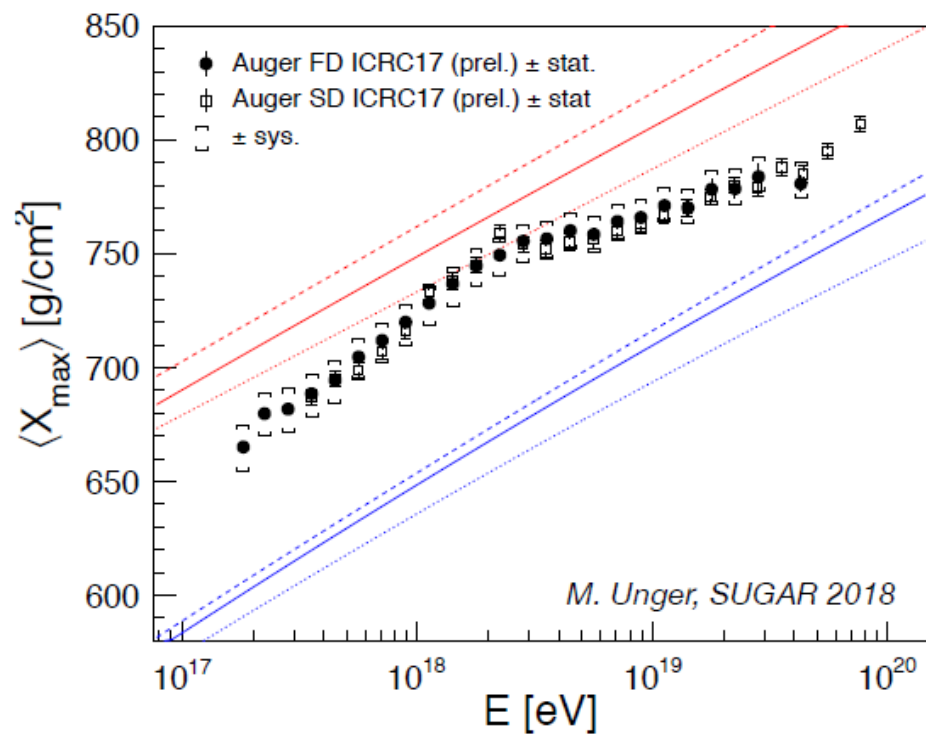
$E_{1/2}$ - энергия при которой интегр. спектр падает на фактор 2
Ниже ожидаемого без укручения:
 $E_{1/2} = 2.26 \pm 0.08(\text{stat.}) \pm 0.4(\text{syst.}) \times 10^{19}$



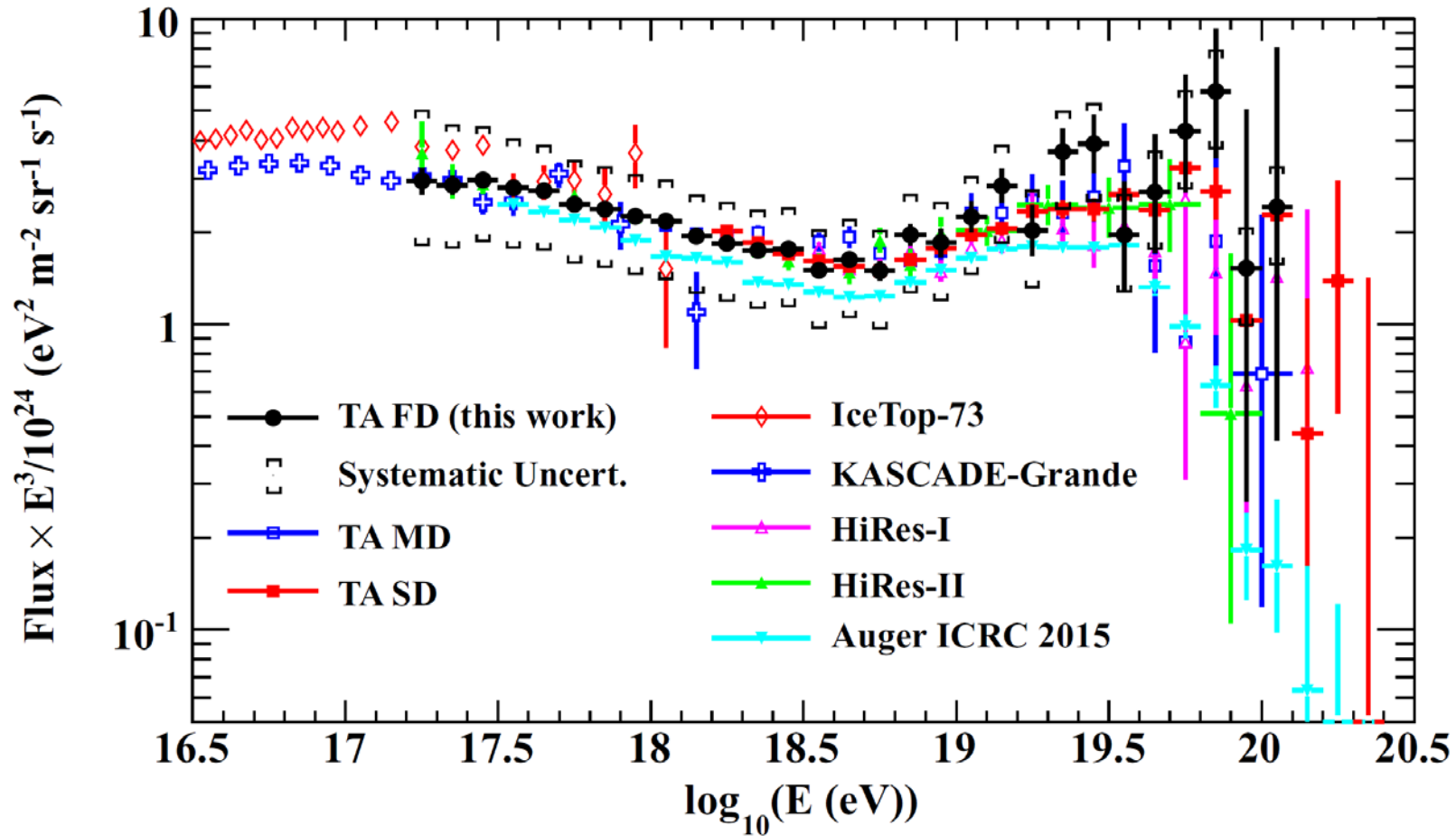
$$J_{\text{unf}}(E) = \begin{cases} J_0 \left(\frac{E}{E_{\text{ankle}}} \right)^{-\gamma_1} & ; E \leq E_{\text{ankle}} \\ J_0 \left(\frac{E}{E_{\text{ankle}}} \right)^{-\gamma_2} \left[1 + \left(\frac{E_{\text{ankle}}}{E_s} \right)^{\Delta\gamma} \right] \left[1 + \left(\frac{E}{E_s} \right)^{\Delta\gamma} \right]^{-1} & ; E > E_{\text{ankle}} \end{cases}$$

$\Delta\gamma = 2.5 \pm 0.1(\text{stat.}) \pm 0.4(\text{syst.})$

Состав КЛ



Спектр UHECR: HiREs, TA, PAO (2015)



Telescope Array

R.U. Abbasi et al. Astropart. Phys. 80 (2016) 131

M. Fukushima (TA Collab.) EPJ Web Conf. 99, 04004 (2015)

- Установка Telescope Array (TA) - крупнейший гибридный детектор в северном полушарии, созданный для решения проблемы источников КЛ сверхвысоких энергий. Действует с 2008 г.
- TA состоит из 576 сцинт. счетчиков (поверхностных детекторов (SDs), образующих квадратную решетку с шагом 1.2 км, эфф. площадь около 700 км², и 3 FD-станции, просматривающие SD решетку. Установка была завершена в марте 2008 г.
- Детекторы флуоресцентного излучения (FDs) регистрируют фотоны, испускаемые молекулами азота, возбужденными частицами ШАЛ, и дают возможность определения энергии первичной частицы КЛ и продольного развития ШАЛ, включая глубину X_{max} . Эти измерения меньше зависят от результатов моделирования по сравнению с другими методами, т. к. э. м. компонента ШАЛ (основной вклад во флуоресценцию азота) менее зависима от модели адронных взаимодействий.
- Одна FD станция ("Middle Drum", MD), расположенная на северо-западе поверхностного детектора состоит из 14 FD-телескопов, ранее использовавшихся в эксперименте High Resolution Fly's Eye (HiRes). Две других станции (по 12 FD телескопов) находятся на юго-востоке ("Black Rock Mesa", BRM) и юго-западе ("Long Ridge", LR). BRM и LR станции – новые, сконструированные для TA с новой калибровкой и системами мониторинга атмосферы.

Telescope Array – схема

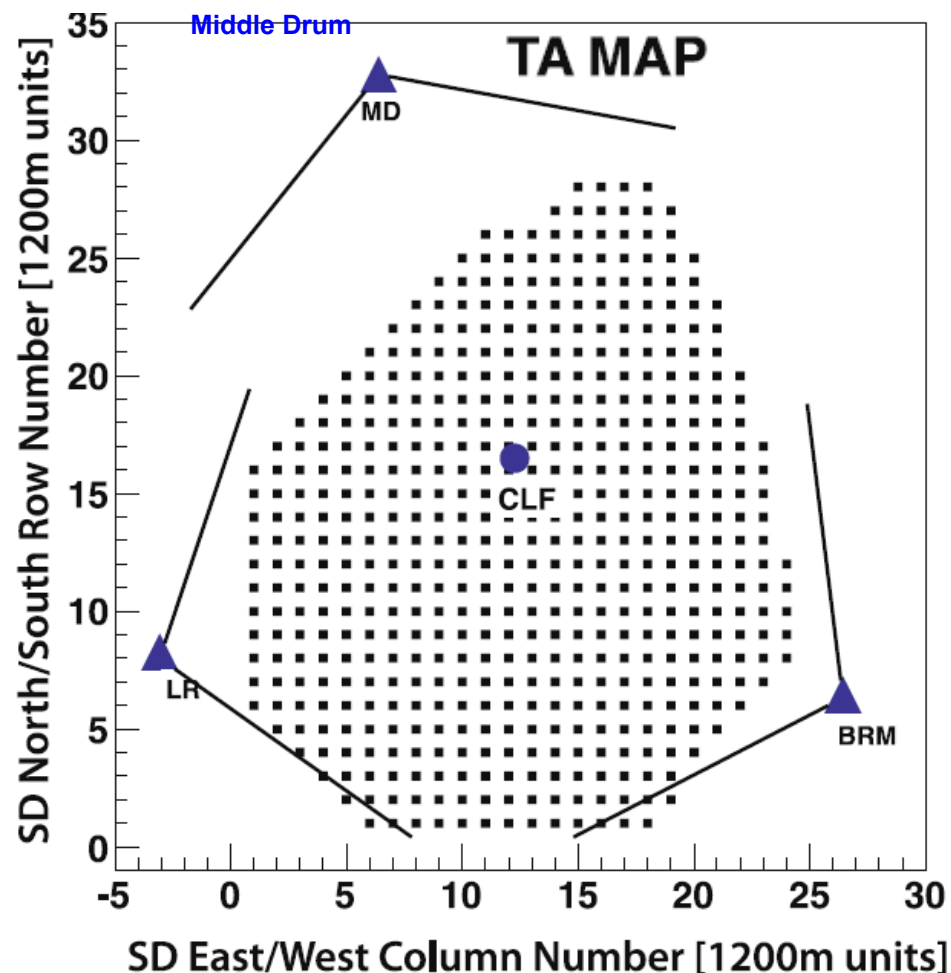
ТА расположен в штате Юта (US) ~ 39.30° СШ, 112.91° ЗД.
ВЭ часть детектора - 38 телескопов (9728 ФЭУ) PMTs)

■ - 576 сцинт. счетчиков на решетке с шагом 1.2 км, S=700 км² (SD)

▲ - Fluorescence detectors (FD); 3 станции по 12 FD (телескопов)

По 6 FD в слое: верхний - углы 3° - 18.5°, нижний слой – углы 17.5° - 33°.,

Станции BRM и LR FDs имеют сфер. зеркала Ø = 3.3 м, составл. из 18 гексагон. сегментов. Камера состоит из 256 гексагон. (PMTs (соты 16 × 16), установл. в фокальной плоскости сфер. зеркала..



Central Laser Facility (CLF) (на расстоянии 21 км от каждой из трех FD-станций) – мониторинг атмосферы и перекрестная калибровка FD.

Telescope Array

576 plastic scintillation
Surface Detectors (SD)

Atmospheric
fluorescence
telescope
3 stations

FD

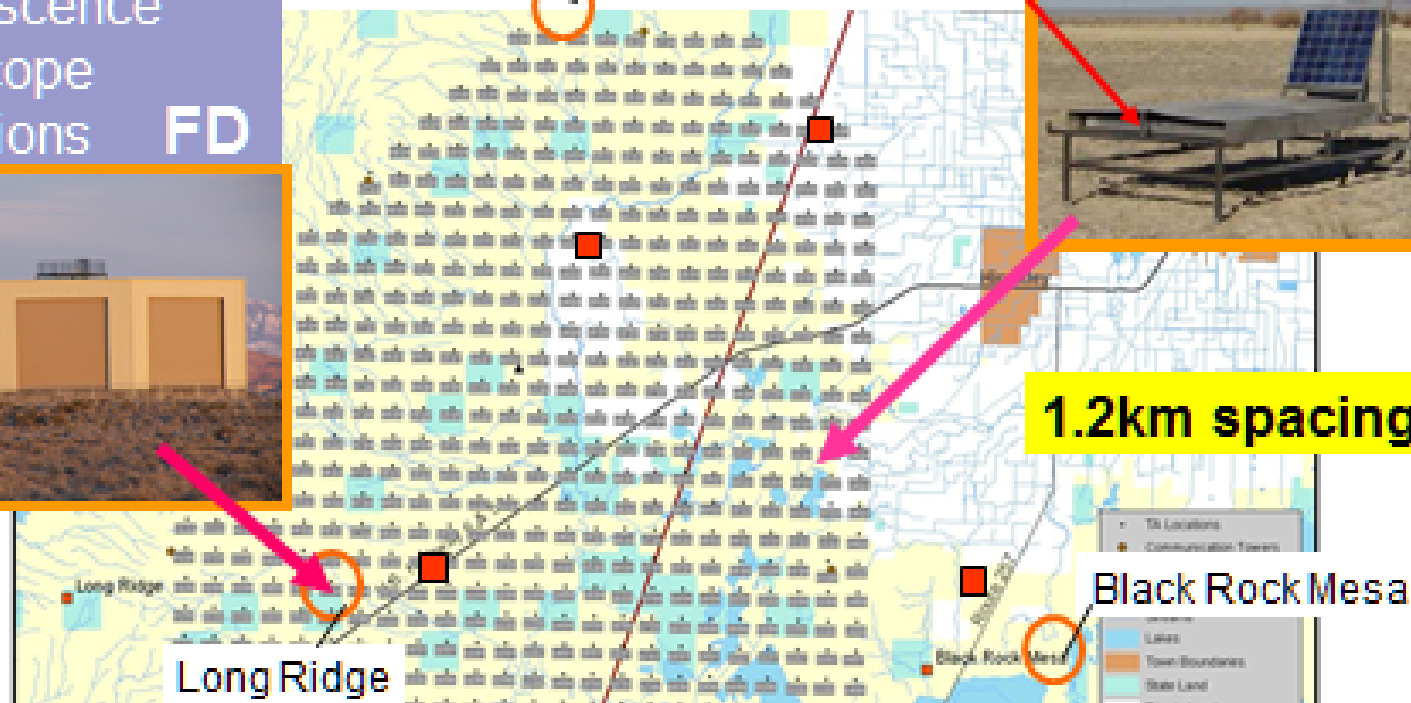


5 communication
towers
Middle Drum
3m² 1.2cm t
two layers



SD

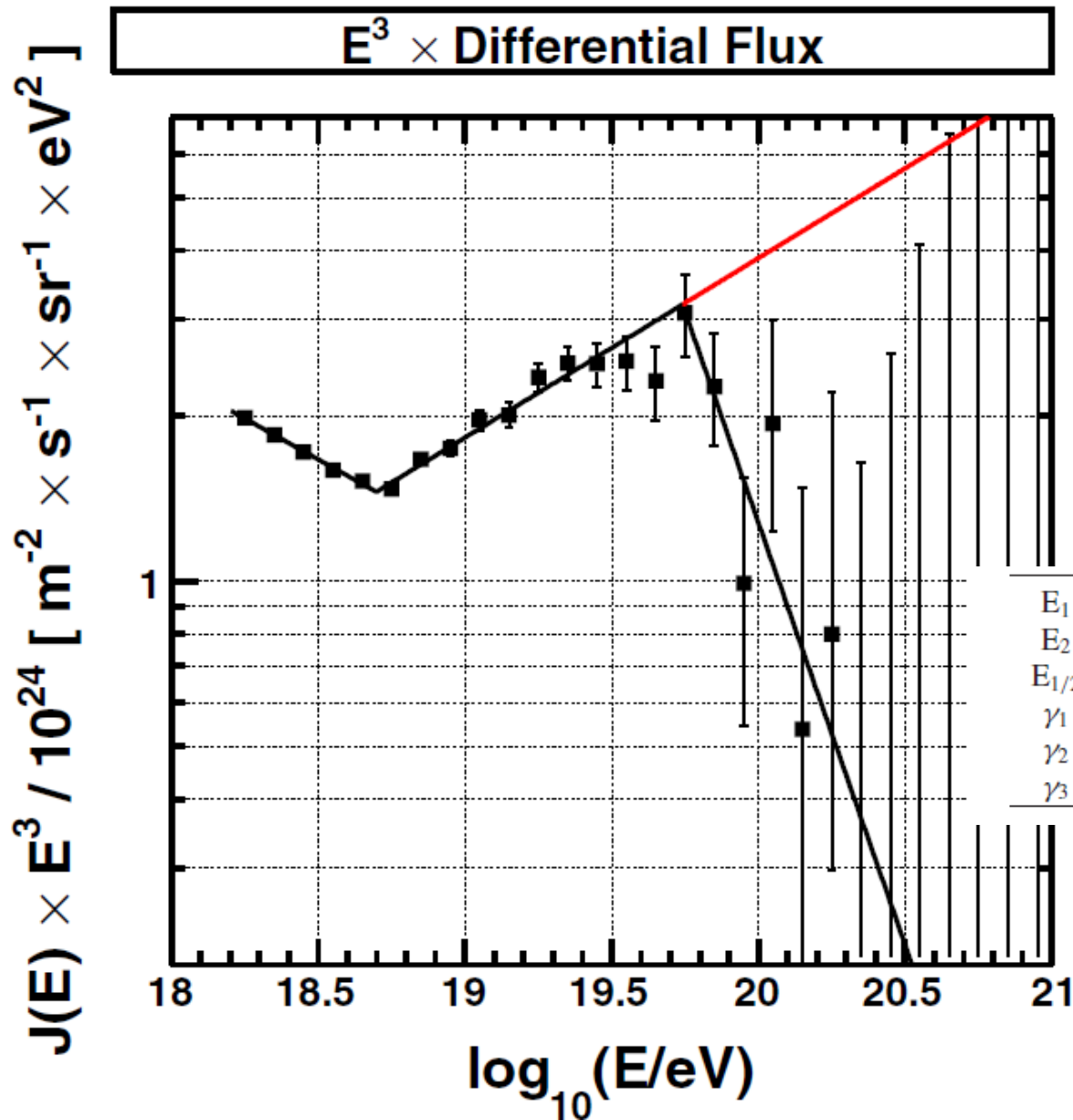
1.2km spacing



Sensitivity of SD : ~9 x AGASA

20km

TA CR spectrum: May 2008 - May 2014



Energy spectrum obtained from the 6-year TA SD data.

Solid black lines show the broken power law fit to the data. The red line is the extrapolation of the central segment to higher energies.

E_1	1st break energy (ankle)	$10^{18.70 \pm 0.02} \text{ eV}$
E_2	2nd break energy (cutoff)	$10^{19.74 \pm 0.04} \text{ eV}$
$E_{1/2}$	GZK energy ([2])	$10^{19.73 \pm 0.04} \text{ eV}$
γ_1	power index for $E < E_1$	-3.30 ± 0.03
γ_2	power index for $E_1 < E < E_2$	-2.67 ± 0.03
γ_3	power index for $E_2 < E$	-4.54 ± 0.44

7 лет наблюдений в интервале энергий $> 10^{17.2}$ эВ

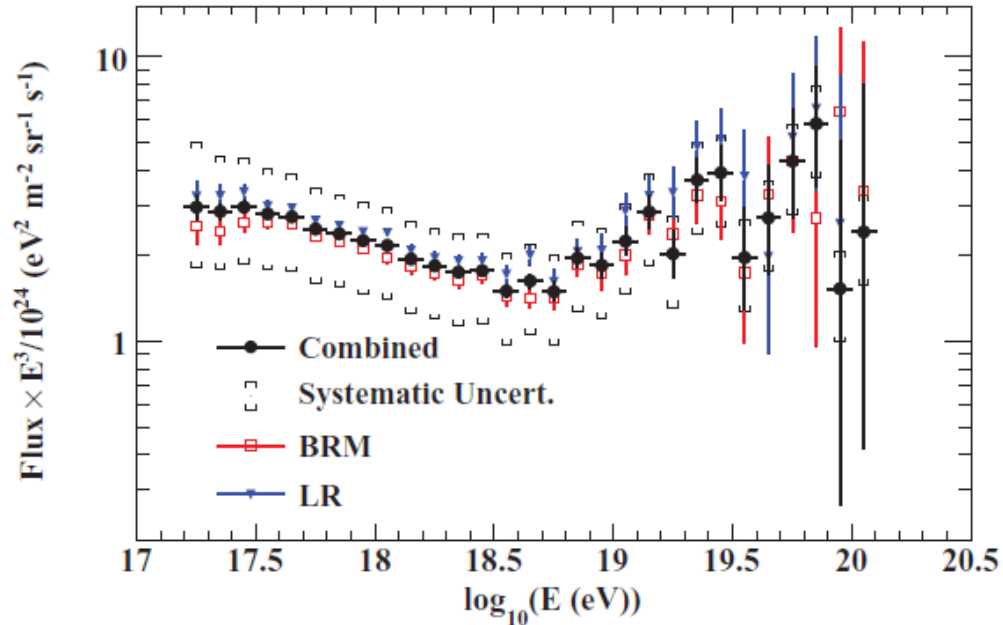


Fig. 11. Energy spectra observed by BRM and LR separately, and combined. The total systematic uncertainty on flux to be discussed in Section 6 is also indicated.

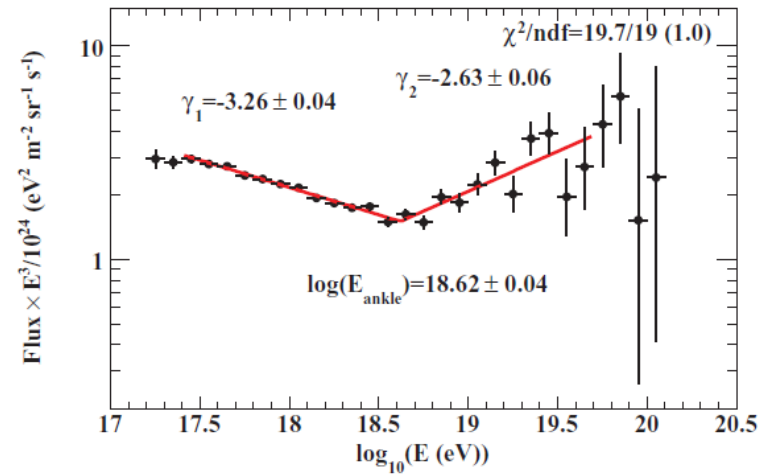


Fig. 12. Fitted result on the combined energy spectrum observed by the BRM and LR fluorescence detector stations.

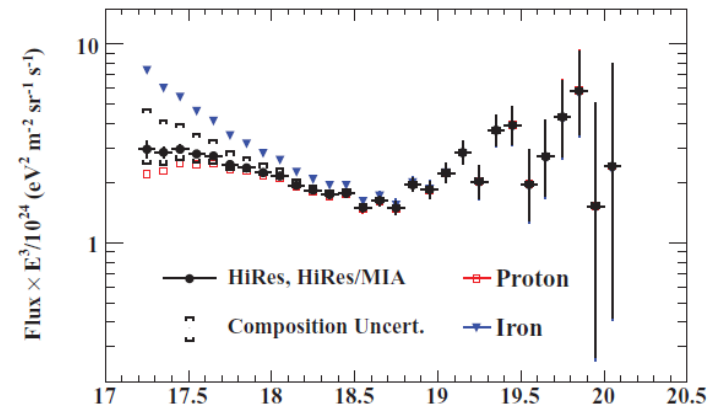


Fig. 13. Systematic uncertainty attributed to the assumed proton fraction. The open-squares are the flux estimated by an aperture assuming primary proton, and the triangles assume primary iron. The square bracket corresponds to the uncertainty caused by +20% and -40% uncertainty on the proton fraction.

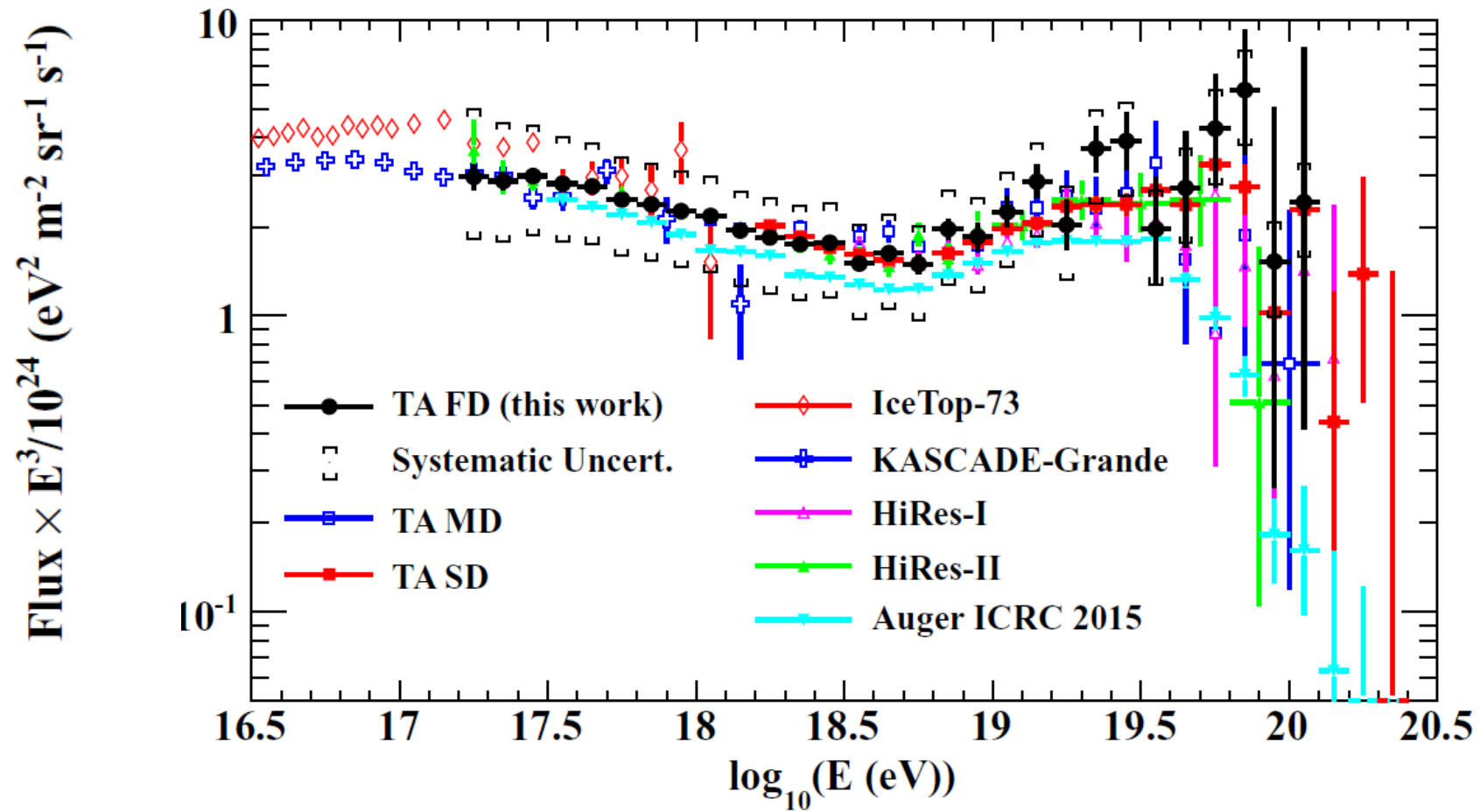


Fig. 14. Energy spectrum compared with results reported by IceTop-73 [36], KASCADE-Grande [37], HiRes [27], Auger [38] and other detectors within TA [8,39].

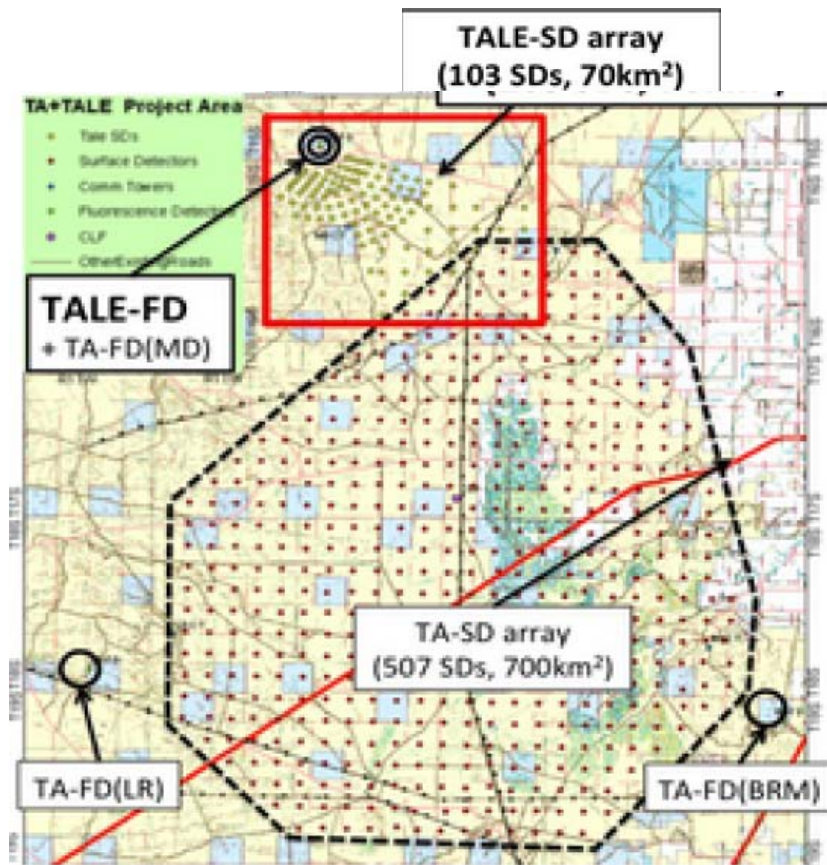
Гибридное расширение ТА: TALE JPS Conf. Proc. 19, 011026 (2018)

ТА Low Energy extension (TALE) – это гибридная добавка к ТА. Установлена к северу от “Middle Drum” (MD), состоит из 10 дополнительных FD-телескопов взятых из HiRes (наблюдающих углы 31° – 59° - выше MD, азимутальные углы - до $\sim 100^{\circ}$). Встроенный массив из 103 сцинт. счетчиков (поверхн. детекторов, SD) расположен между FDs-детекторами TALE и TA SD с шагом 400 м (40 шт), 600м (36 шт.) и 1.2 км (27 шт.). TALE SD работает как независимая SD-решетка (массив, array), как и весь гибридный детектор TALE FDs. TALE FDs введены в строй в сент. 2013 – 2018.

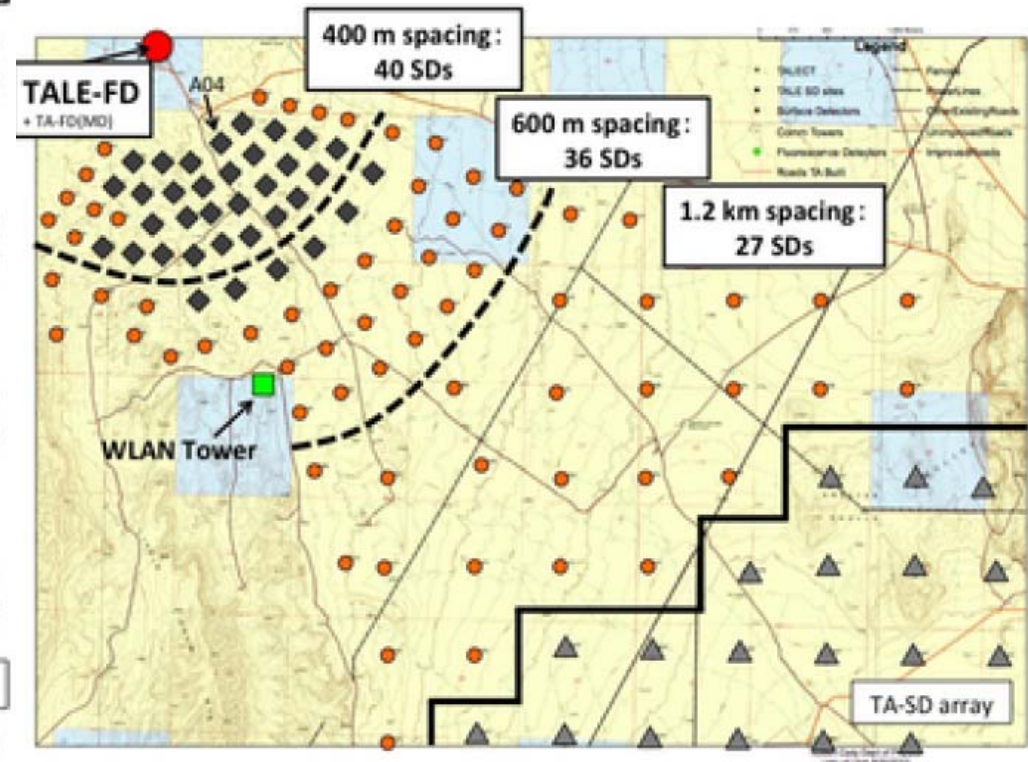
Совместно TALE и ТА предназначены для измерения КЛ в широком интервале энергий $10^{16.5}$ – $10^{20.5}$ эВ (30 ПэВ – 300 ЭэВ). Использование анализа черенковского света с помощью TALE FD может уменьшить порог энергии до $10^{15.5}$ эВ.

Ожидаемое число событий: $5 \cdot 10^4$ /год в SD-массиве с энергией $10^{16.5}$ эВ и $5 \cdot 10^3$ /год гибридных событий с энергией $10^{17.3}$ эВ. Этот детектор имеет 100 %-ю эффективность регистрации для энергий выше $1.4 \cdot 10^{17}$ эВ.

Гибридные наблюдения с помощью FD-телескопов дают существенное улучшение в определении X_{\max} – ошибка становится ~ 20 г/см² (тогда как моноколярное FD-разрешение ~ 40 г/см²).



A map of the TA experiment site. The small dots and the open circles indicate the TA SD locations and the TA FD stations, respectively. The locations of the TALE FD station and the TALE SD array area are also shown.

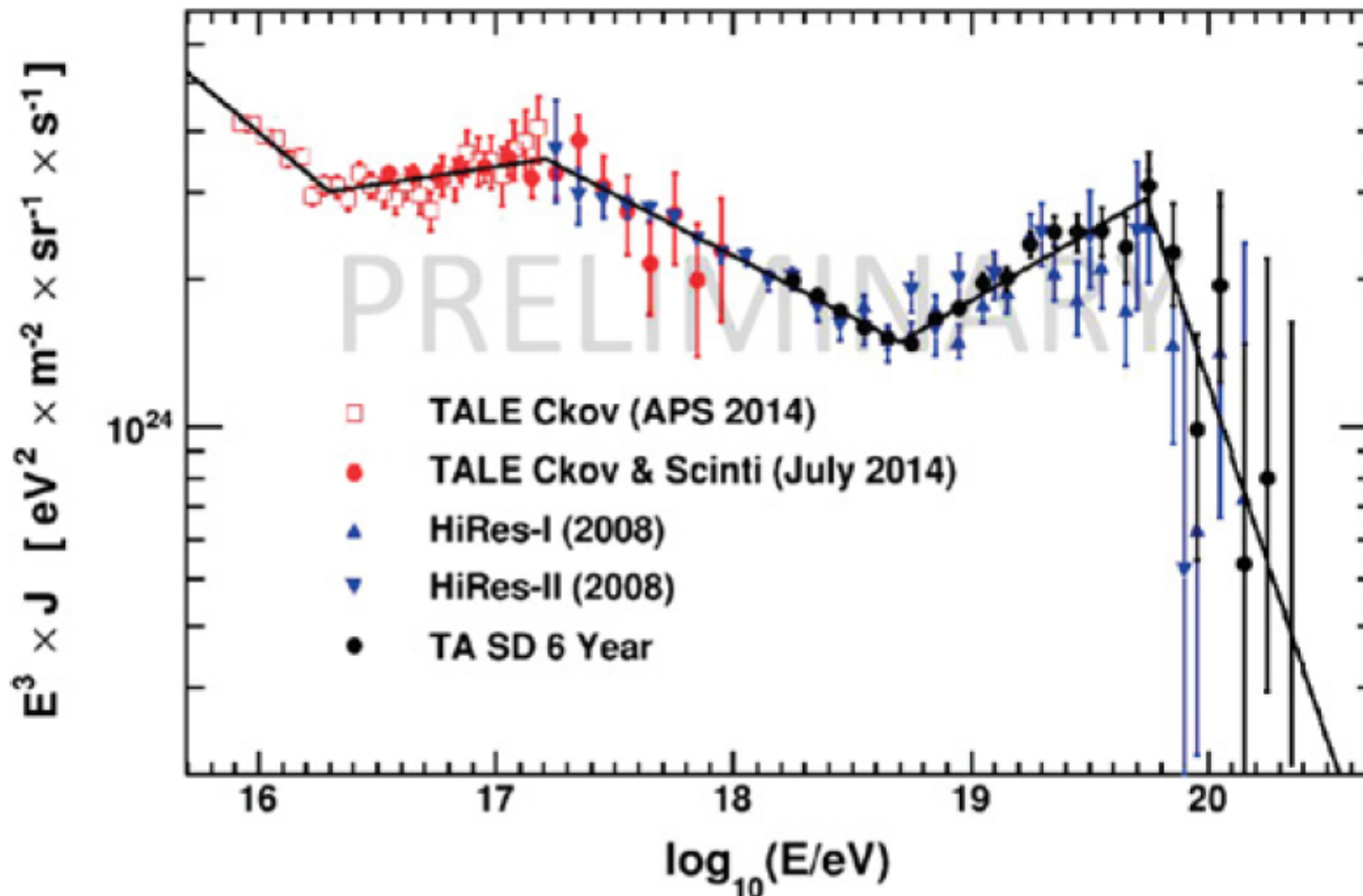


The close up of the TALE SD array area. The rhombus markers show the installed SD's locations. The arrangement of the small markers are planned arrangement for TALE SDs. The triangles are TA SDs. The filled large circle and the open square show the TALE FD station and the communication

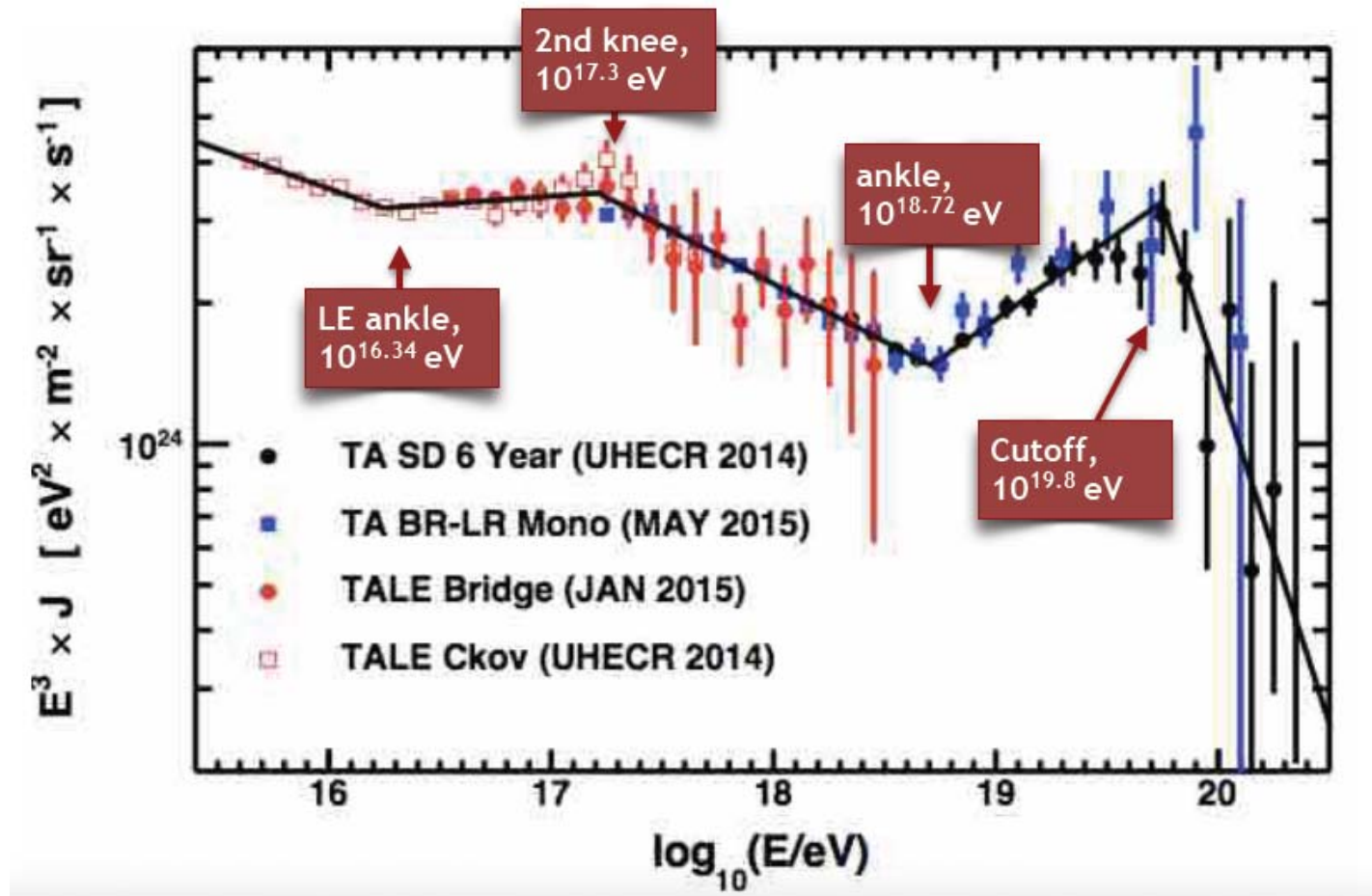
Энергетический спектр by TA и TALE

TA and TALE energy spectrum with the BPL fit.

TALE results in red open squares and in closed red circles are preliminary

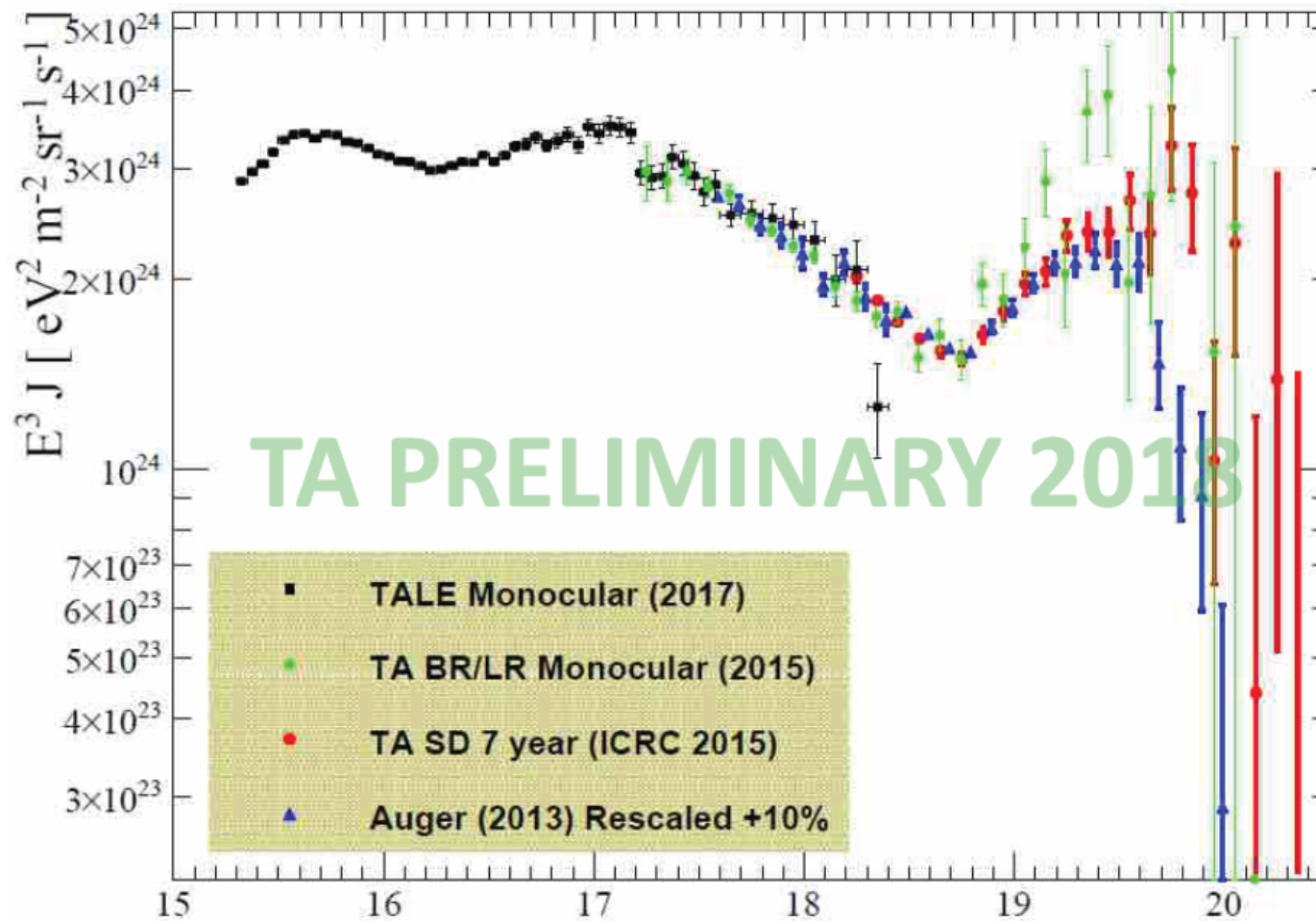


TALE all-spectrum

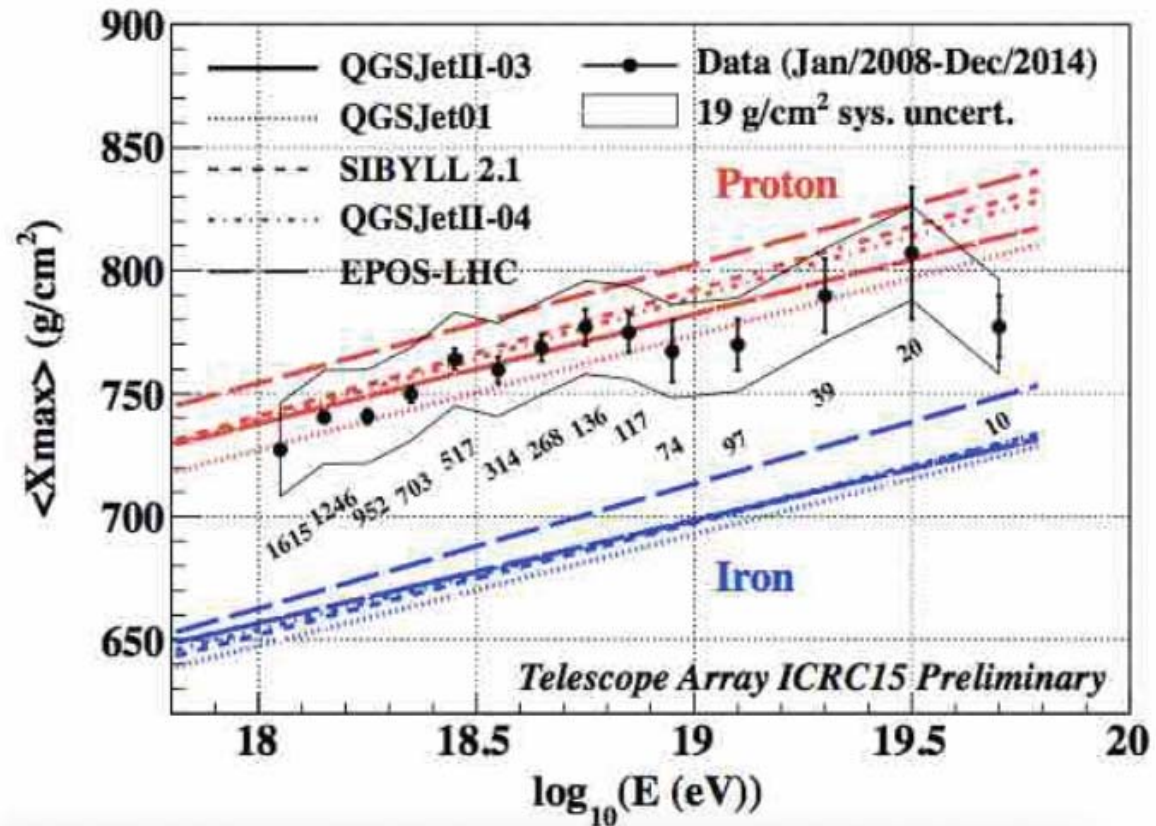


- ✓ 4.8 порядка величины спектра – 4 спектральные особенности (изломы):
- ✓ TALE видит ясно 2-е колено @ $1.5 \cdot 10^{17}$ эВ и “низкоэнерг. лодыжку” @ 10^{16} эВ,
- ✓ “лодыжку” @ $5.2 \cdot 10^{18}$ эВ и обрезание спектра @ $6.3 \cdot 10^{19}$ эВ (на уровне 6.5σ).

TALE all-spectrum



ТА : элементный состав КЛ



- ✓ Data compatible with **ONLY** pure proton <math>< 10^{19}</math> eV
- ✓ Insufficient statistics to rule out any primary >

ТА: элементный состав КЛ

ТА, 1808.03680

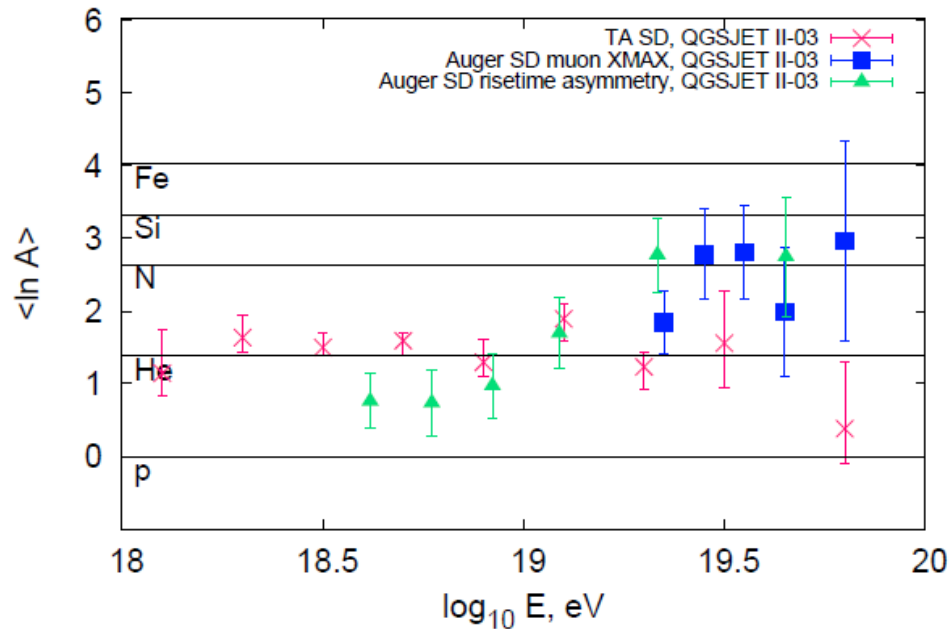


FIG. 9. Average atomic mass $\langle \ln A \rangle$ in comparison with the Pierre Auger Observatory X_{MAX}^{μ} and risetime asymmetry results [18].

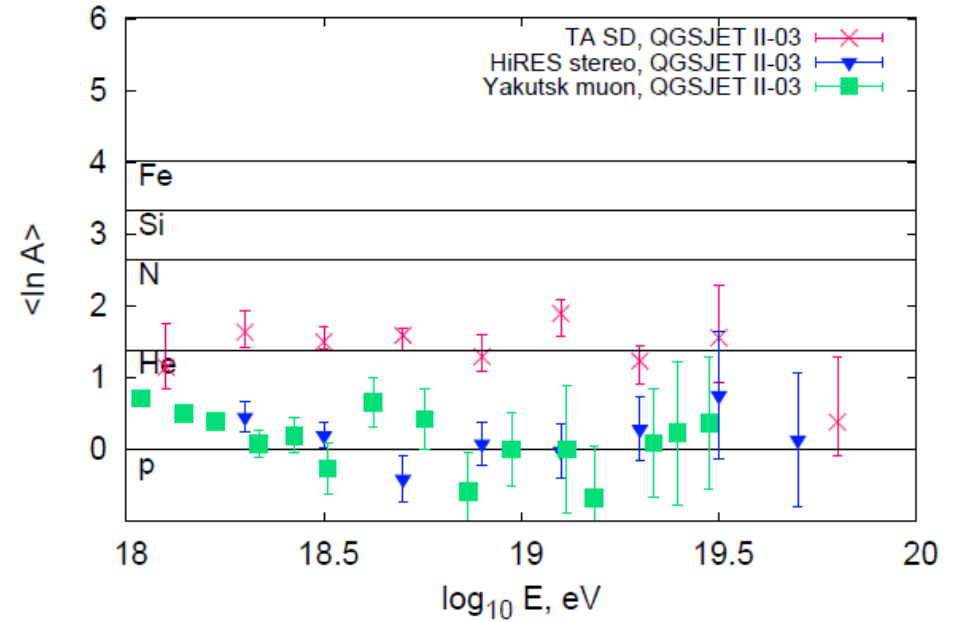
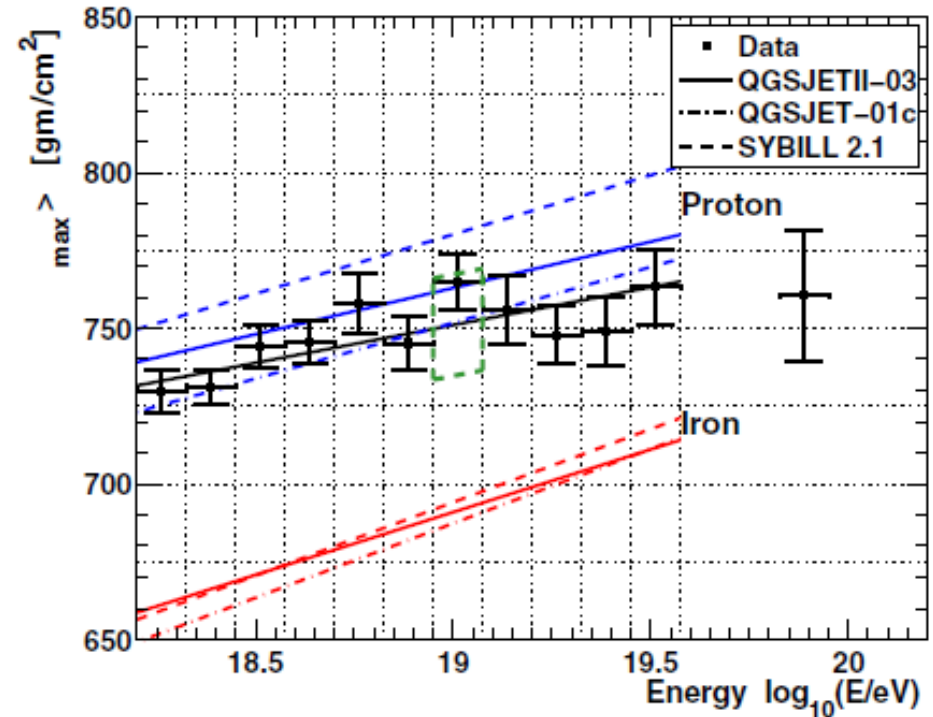
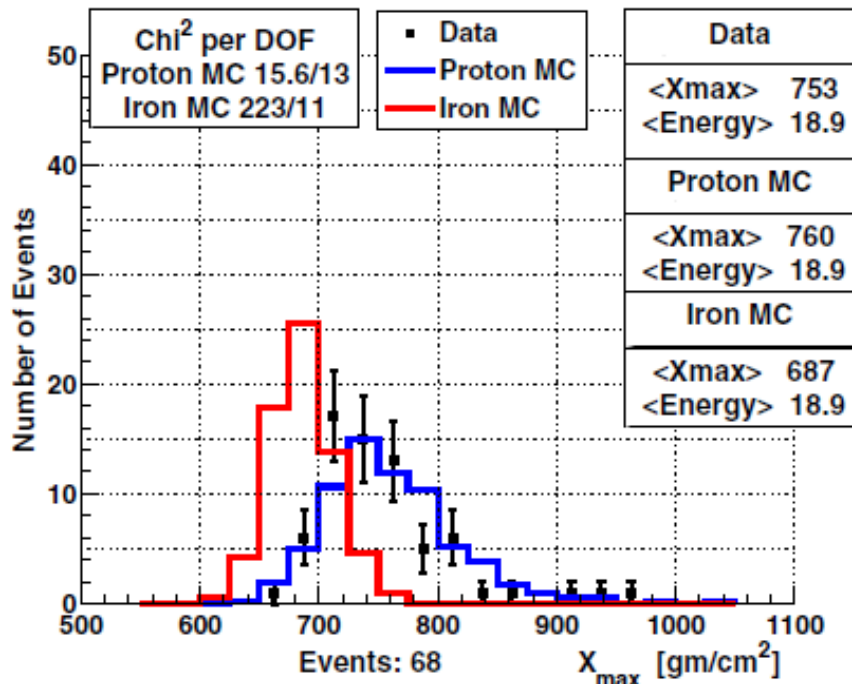


FIG. 10. Average atomic mass $\langle \ln A \rangle$ in comparison with the HiRES stereo results [14] and with the Yakutsk ρ_{μ} results [49].

$10^{18} - 10^{20}$ эВ

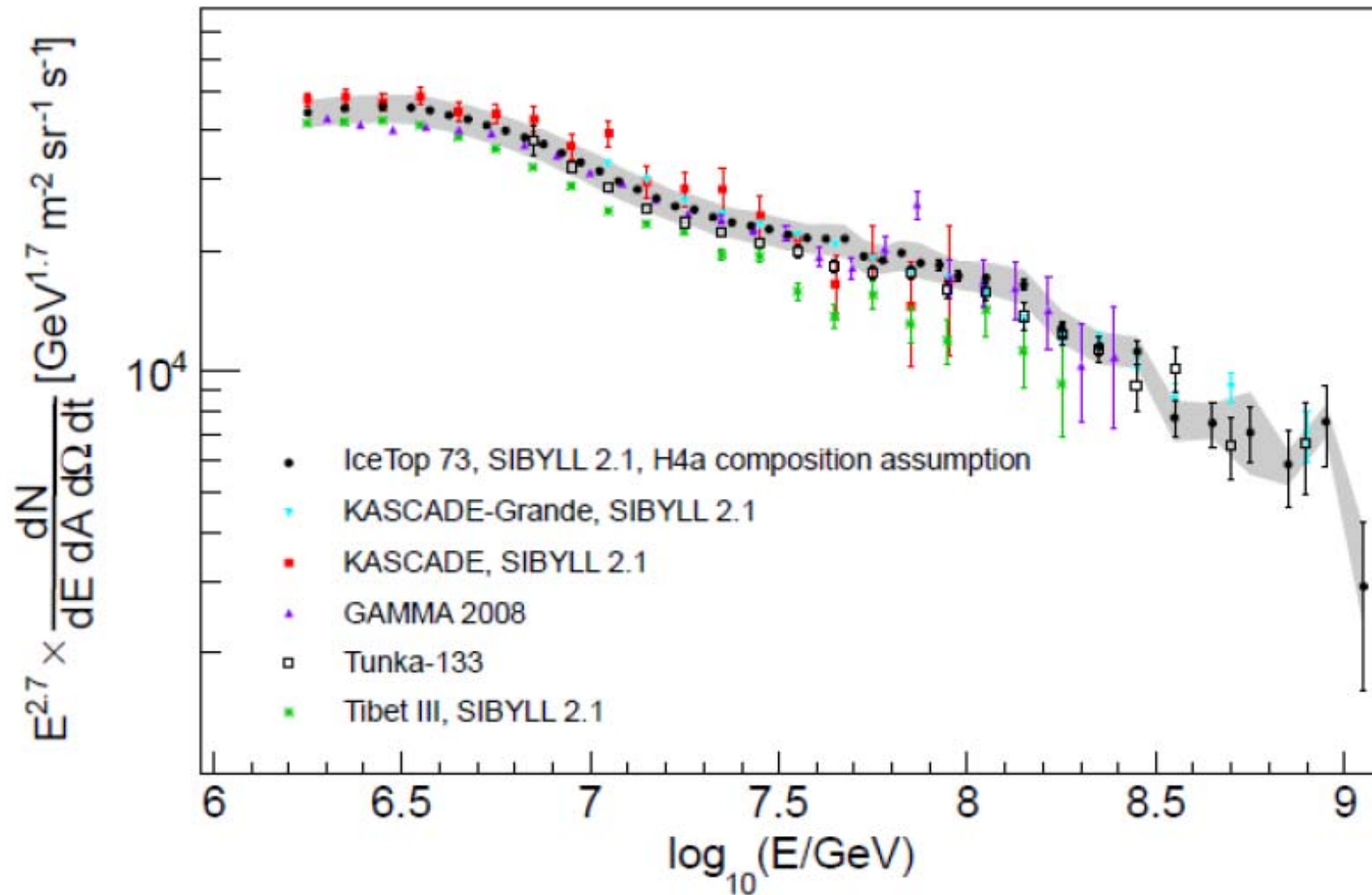
$$\langle \ln A \rangle = 1.52 \pm 0.08.$$

$$\langle X_{MAX} \rangle = C_{\alpha} (\ln E - \langle \ln A \rangle) + C_{\beta}.$$



for energies $10^{18.8} \text{ eV} < E < 10^{19.0} \text{ eV}$.

Измерение спектра КЛ на установке IceTop



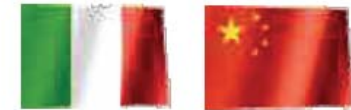
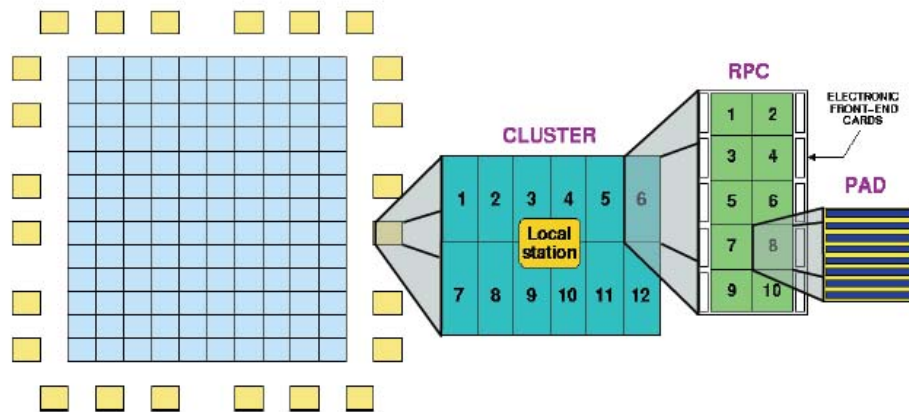
ARGO-YBJ = Astrophysical Radiation with Ground-based Observatory at YangBaJing

The aim of the **ARGO-YBJ** experiment is to study cosmic rays, mainly cosmic gamma-radiation, at an energy threshold of ~ 100 GeV, by means of the detection of small size air showers. This goal will be achieved by operating a full coverage array in the Yangbajing Laboratory (Tibet, P.R. China) at 4300 m a.s.l.

- The **ARGO-YBJ** detector, located at high altitude in the Cosmic Ray Observatory of YangBaJing in Tibet (4300 m asl, about 600 g/cm² of atmospheric depth) provides the opportunity for the study, with unprecedented resolution, of cosmic ray physics in the primary energy region between 10^{12} and 10^{16} eV.
- Preliminary results of the measurements of the allparticle and light-component (i.e. protons and helium) energy spectra between approximately 5 TeV and 5 PeV are reported and discussed.

Эксперимент ARGO-YBJ

ARGO-YBJ is a telescope optimized for the detection of small size air showers

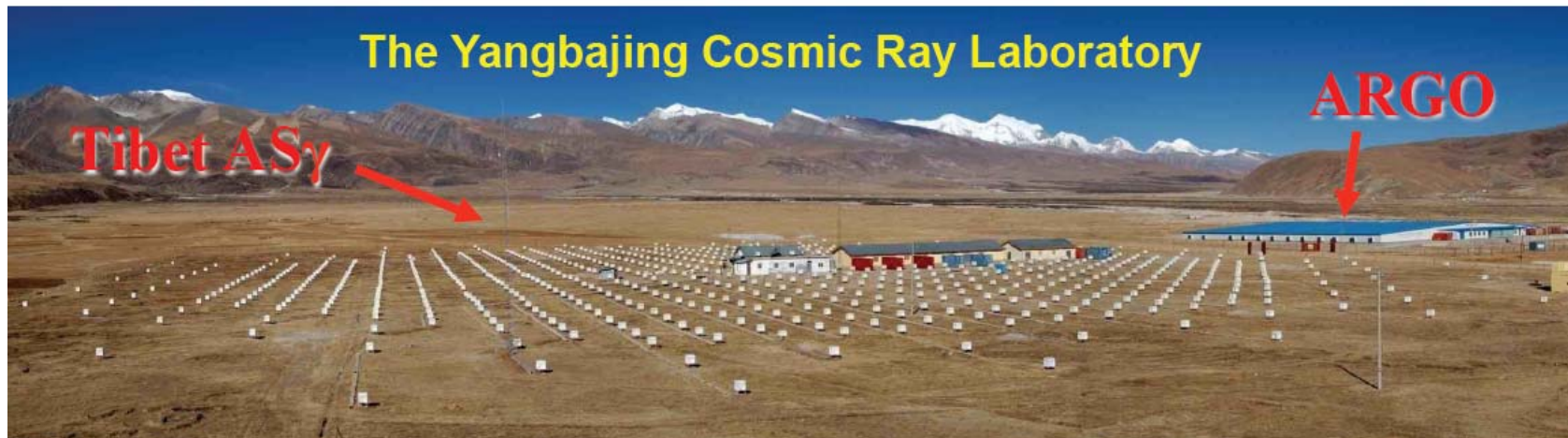


INFN IHEP/CAS

Longitude: 90° 31' 50" East
Latitude: 30° 06' 38" North

90 km North from Lhasa (Tibet)

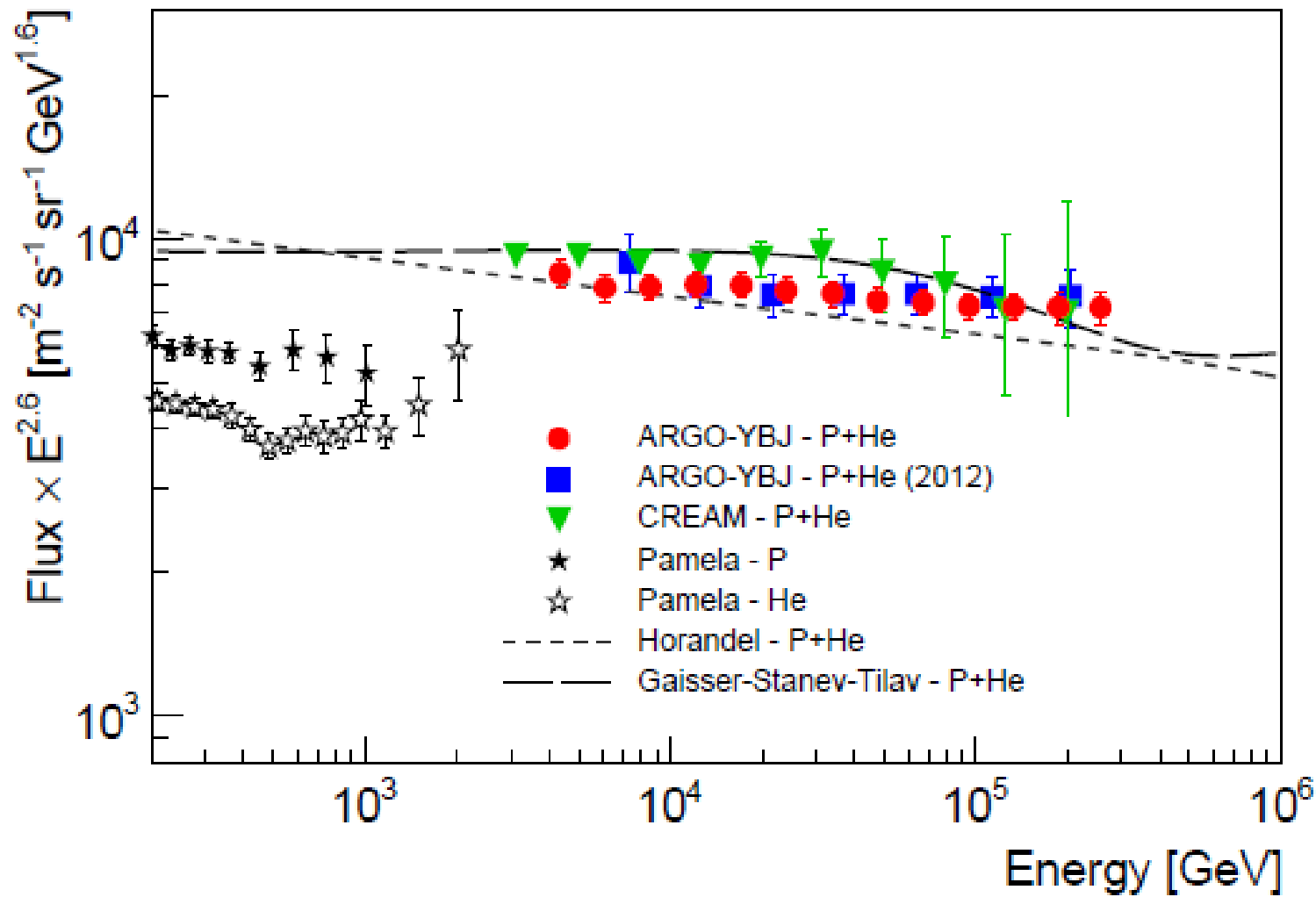
4300 m above sea level
~ 600 g/cm²

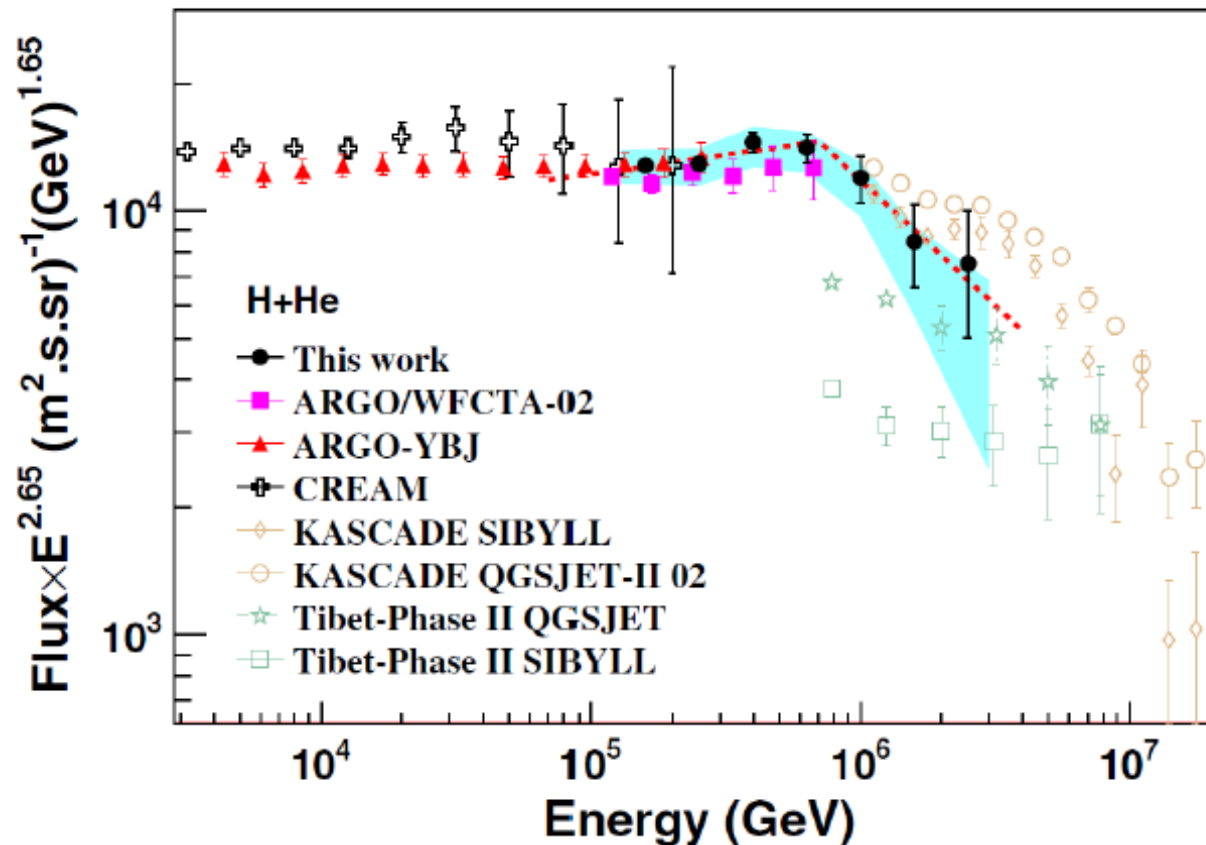


23.12.2018

Космические лучи

157

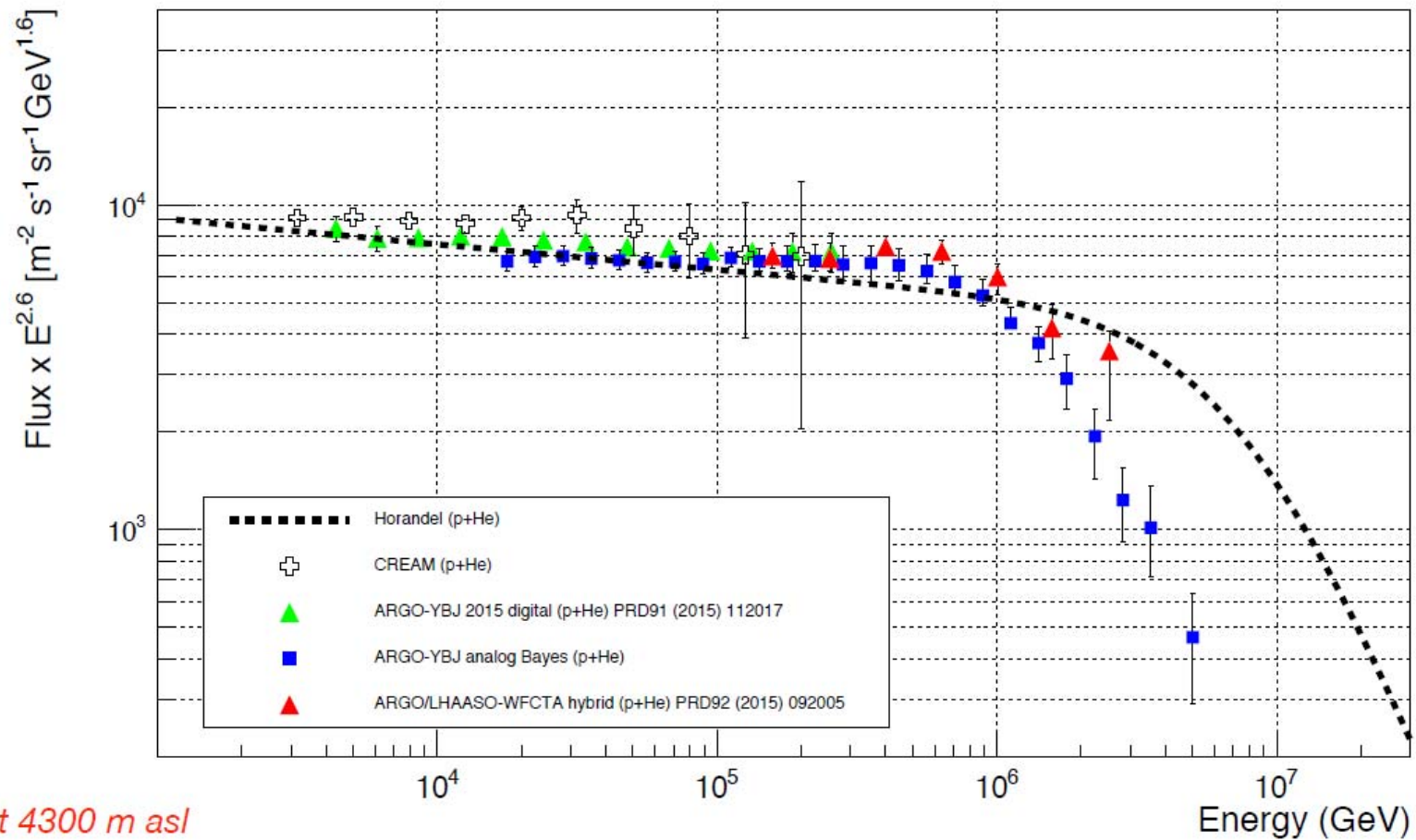




Light-component CR spectrum obtained by the hybrid experiment with ARGO-YBJ and the imaging Cherenkov telescope. A clear knee structure is observed around 700 TeV. The lightcomponent spectra by CREAM, ARGO-YBJ and the hybrid experiment below the knee, the spectra by Tibet AS-g and KASCADE above the knee are shown for comparison. In our result, the error bar is the statistical error, and the shaded area represents the systematic uncertainty.

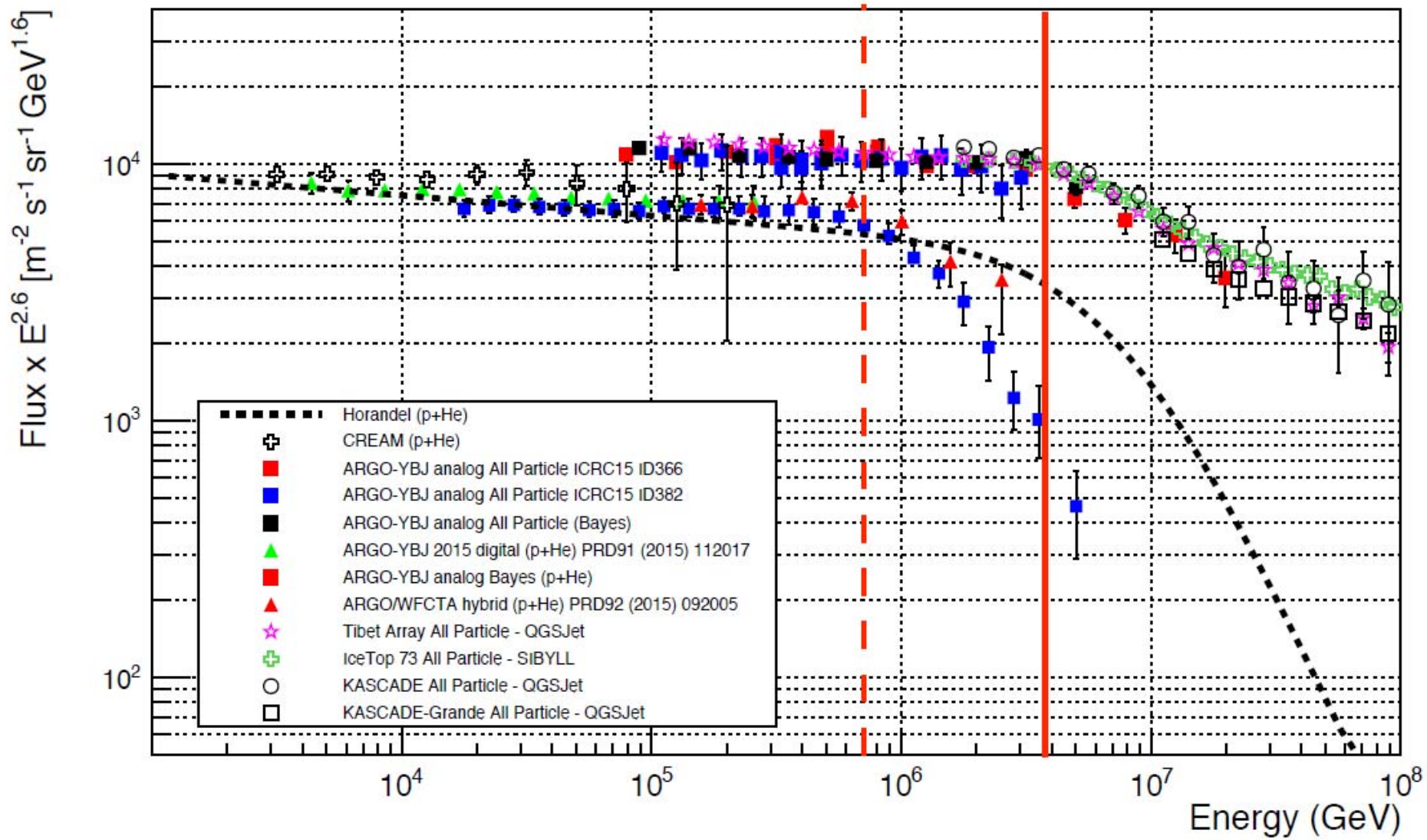
Элементный состав КЛ вблизи “колена” по данным ARGO-YBJ

ARGO-YBJ reports evidence for a proton knee starting at about 700 TeV



Tibet 4300 m asl

Общая картина



The end

Backup slides

Общедоступные данные

<http://auger.colostate.edu/ED/>

**Pierre Auger Observatory
Public Event Explorer**

Public Event Explorer

Welcome to the public event display of the Pierre Auger Observatory.

The Pierre Auger Collaboration agreed on making 1% of its data available to the public. This web site allows browsing over the events collected since 2004, and is updated daily.

You can enter an event Id in the search window, search for an event with the event selection menu, or display an event already in cache. You can also download an [ascii file](#) with all events.

The current data set has 13781 events between 0.1 and 41.1 [EeV](#). Last event is [7859600](#) and has been recorded on Jun 19 2009 10:39:57, UTC Time.

Events already in cache

Top 3 most seen events

Event Id	Stars
3439200	★★★★
4128900	★★★
3330400	★

**Pierre Auger Observatory
Public Event Explorer**

Event Selection

	Min	Max
Nb. of stations	<input type="text" value="5"/>	<input type="text"/>
Zenith Angle	<input type="text" value="0"/>	<input type="text" value="60"/>
Energy (EeV)	<input type="text" value="15"/>	<input type="text"/>
Order	<input type="text" value="Id / Date (reverse)"/>	
Show	<input type="text" value="10"/>	Events

Size of the Pierre Auger Observatory

Surface Detectors



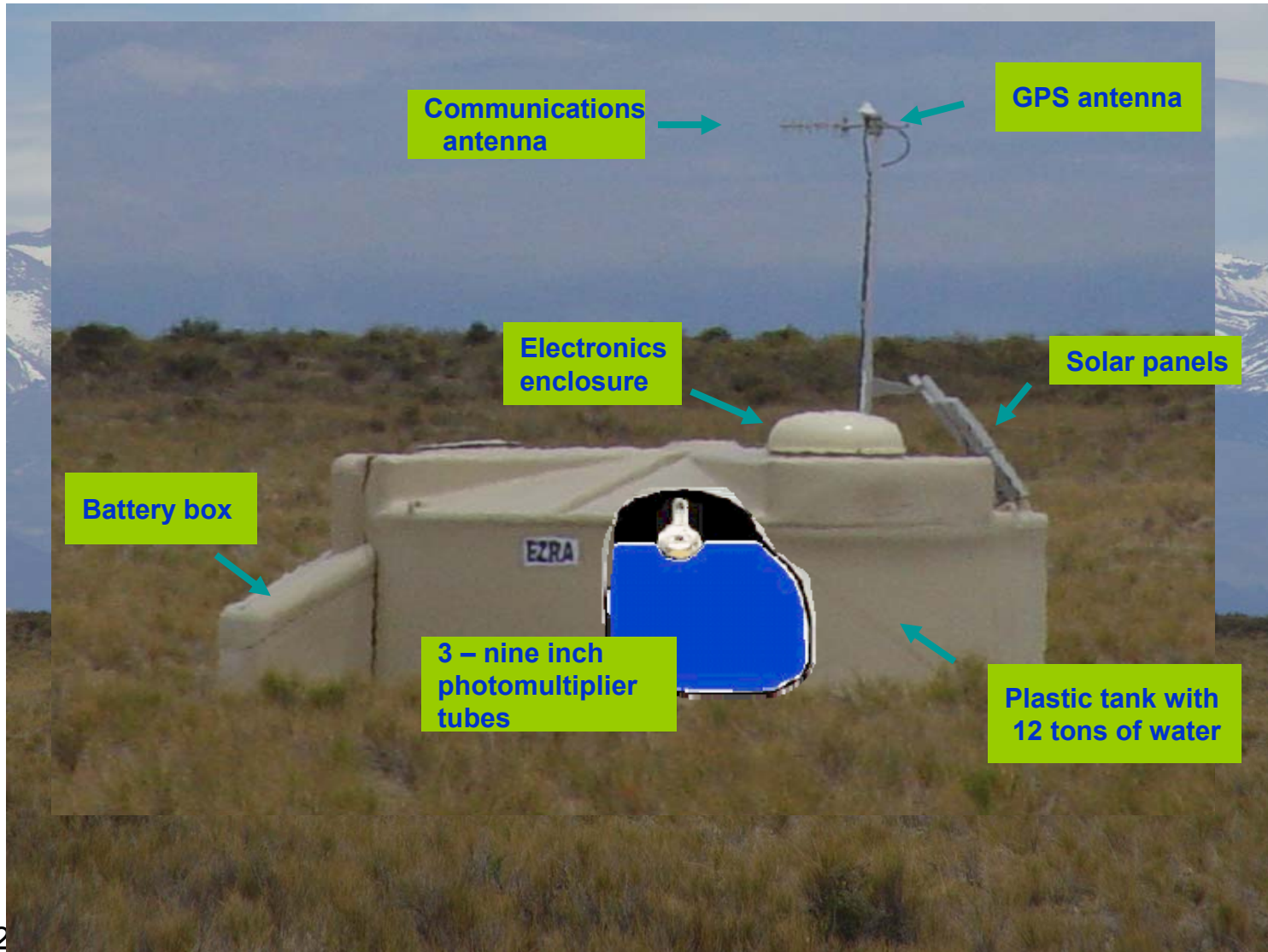
Each one of these plastic tanks is filled with 12 tons of ultra-pure water. When charged particles from a cosmic ray shower zip through the tank, they emit tiny flashes of light which are seen by three very sensitive photomultiplier tubes. These tubes convert light into electrical signals. The source of power is the sun: solar panels are used to charge batteries, which provide all the power the tank needs. Data processing electronics, mounted inside a dome on top of the tank, collects the phototube signals and transmits the processed information via antenna to the main campus. A GPS device provides accurate timing, so that signals from many tanks can be properly compared.

23.12.2018

Космические лучи

165

The Surface Array Detector Station



Пробег протона до взаимодействия с излучением


$$\frac{1}{\lambda_{p\gamma}(E)} = \frac{1}{8\beta E^2} \int_{\varepsilon_{\min}}^{\infty} d\varepsilon \frac{n(\varepsilon)}{\varepsilon^2} \int_{s_{\min}}^{s_{\max}} ds \int_{-1}^1 ds \sigma(s)(s - m_p^2)$$

$$s = m_b^2 + m^2 + 2\varepsilon E(1 - \beta\beta_b \cos\theta) \quad 1/\lambda_p = \int d\varepsilon n_b(\varepsilon) \int_{-1}^1 d\cos\theta \frac{1 - \beta\beta_b}{2} \sigma(s)$$

Вероятность взаимодействия протона в ед. времени с полем излучения с плотностью числа фотонов $n_\gamma(\varepsilon, \Omega_\gamma)$:

$$\begin{aligned} K_{p\gamma}(E_p) &= \frac{1}{\lambda_{p\gamma}(E_p)} \\ &= \int d\varepsilon \int_{-1}^{+1} \frac{d\cos\theta_{p\gamma}}{2} (1 - \cos\theta_{p\gamma}) \\ &\quad \times n_\gamma(\varepsilon, \cos\theta_{p\gamma}) \sigma_{p\gamma}(\varepsilon_r), \end{aligned}$$

Пороговая энергия фотона в системе покоя протона

$$\varepsilon_{\text{th}} = m_\pi + \frac{m_\pi^2}{2m_p}$$


$$\varepsilon_r = \frac{E_p \varepsilon}{m_n} (1 - \cos\theta_{p\gamma})$$

$$K_{p\gamma}(E_p) = \frac{1}{2} \frac{m_p^2}{E_p^2} \int_{\varepsilon_{\text{th}}}^{\infty} d\varepsilon_r \varepsilon_r \sigma_{p\gamma}(\varepsilon_r) \int_{(m_p \varepsilon_r)/(2E_p)}^{\infty} d\varepsilon \frac{n_\gamma(\varepsilon)}{\varepsilon^2},$$

Задачи

1. Получить формулу, описывающую форму спектра синхротронного излучения (4.15), считая, что спектр излучения электрона с энергией E имеет узкий пик вблизи частоты $\nu \sim \gamma^2 \nu_g$, где $\nu_g = eB/(2\pi m_e c)$ – гирочастота в магнитном поле B , а распределение электронов по энергиям степенное: $N(E)dE \sim E^{-p}$.

Решение. Мощность излучения J_ν в интервале частот $\nu, \nu + d\nu$: $J_\nu d\nu = -(dE/dt)N(E)dE$, где потери энергии одного электрона на синхротронное излучение $-dE/dt \sim \gamma^2 B^2$, $E = \gamma m_e c^2$. Лоренц-фактор записываем через частоту излучения: $\gamma \sim (\nu/\nu_g)^{1/2} \sim (\nu/B)^{1/2}$, тогда $dE \sim (\nu B)^{-1/2} d\nu$. Опуская константы, имеем: $J_\nu d\nu \sim (\nu B) (\frac{\nu}{B})^{-p/2} (\nu B)^{-1/2} d\nu$ и окончательно

$$J_\nu \sim B^{(p+1)/2} \nu^{-(p-1)/2},$$

что и требовалось доказать.

2. Пусть в результате столкновения (рассеяния) частица с энергией E_0 с вероятностью p приобретает энергию $E = \beta E_0$. Показать, что в результате многих рассеяний при этом сформируется степенное (а не максвелловское) распределение частиц по энергиям.

Решение. После k столкновений будем иметь $N_k = p^k N_0$ частиц с энергией $E = \beta^k E_0$. Исключая k , получаем $\ln(N/N_0)/\ln(E/E_0) = \ln p / \ln \beta$, откуда

$$N/N_0 = (E/E_0)^{\ln p / \ln \beta}$$

На самом деле здесь получена доля частиц с энергией $\geq E$, так как некоторые частицы, набравшие энергию E , приобретают еще большие энергии. Поэтому можно записать

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{\frac{\ln p}{\ln \beta - 1}}.$$

Эти рассуждения объясняют, почему в результате механизма Ферми формируются нетепловые (степенные) распределения частиц по энергиям. Например, для конкретной ситуации ускорения частиц на фронтах сильных ударных волн (механизм Ферми первого рода) можно показать, что $\ln \bar{p} / \ln \bar{\beta} = -1$ и $dN/dE \propto E^{-2}$, что близко к наблюдаемому показателю спектра космических лучей. Эти же рассуждения можно применить к процессу многократного рассеяния мягких фотонов на релятивистских электронах (обратный комптон-эффект). При этом высокочастотная часть теплового спектра трансформируется в степенной (нетепловой) спектр (т.н. процесс комптонизации теплового излучения). Такие спектры часто наблюдаются в жестких источниках рентгеновского излучения (тесные двойные системы с нейтронными звездами и черными дырами, ядра активных галактик и квазары и т.д.).

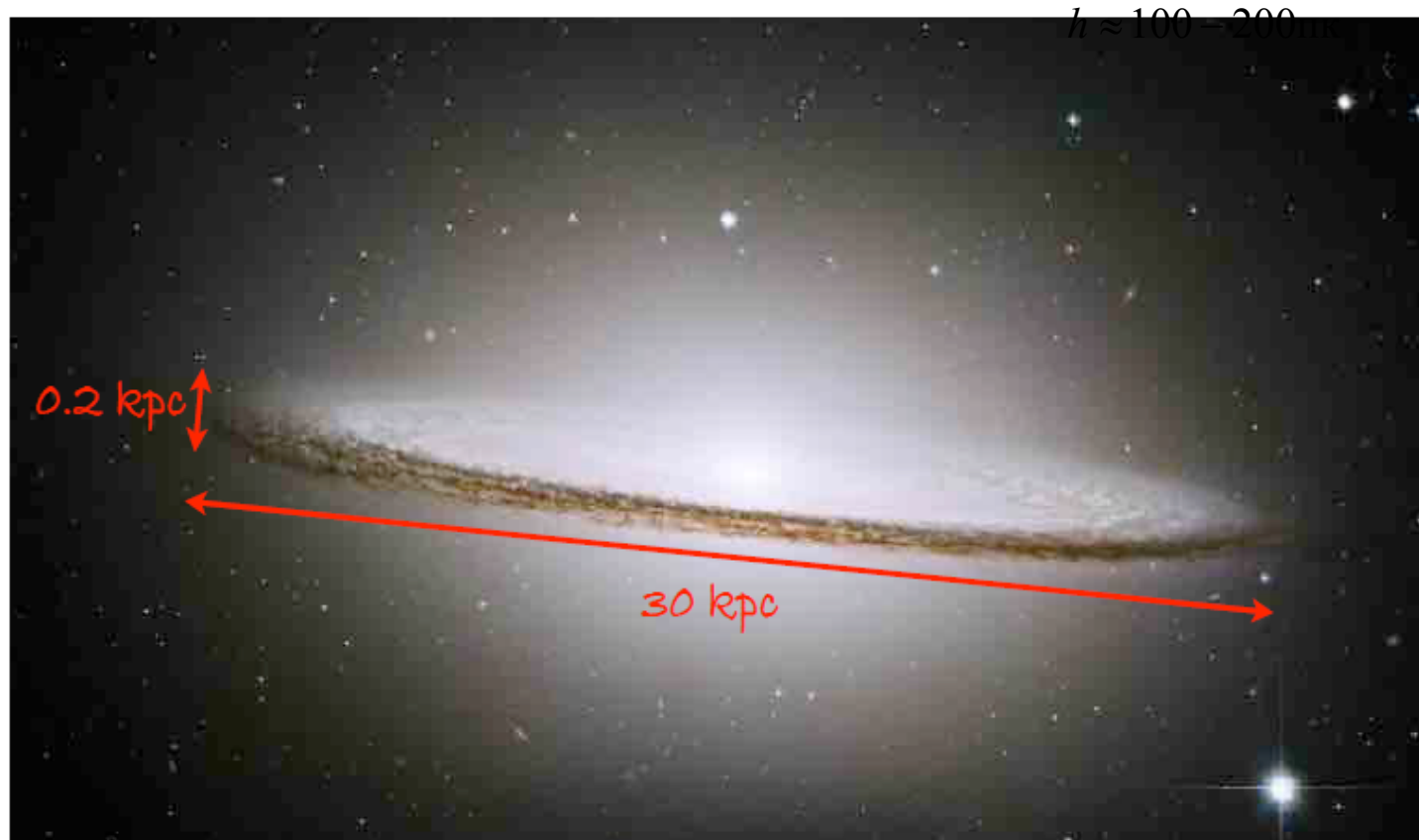
Удержание КЛ в Галактике

Радиус диска $R_d \approx 15 \text{ кпк}$,

толщина диска $h \approx 200 \text{ пк}$.

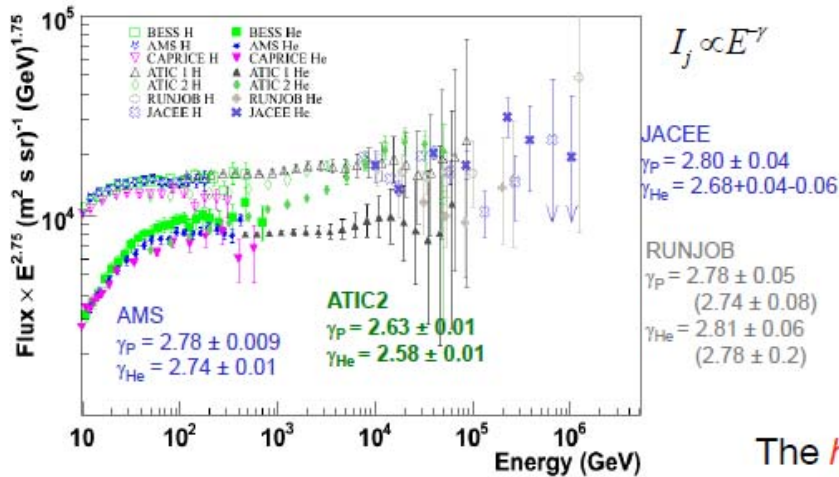
Магнитное поле $B \approx 1 \text{ мГс}$ удерживает частицы с жесткостью

$$pc/Z \leq e L_{gal} B_{gal} \approx 1 \text{ EV}$$



CR composition up to ≈ 100 TeV

Until recently the *paradigm* was that all the primary GCR nuclei were essentially just *one feature-less power law* between a few GeV per nucleon and the "knee".



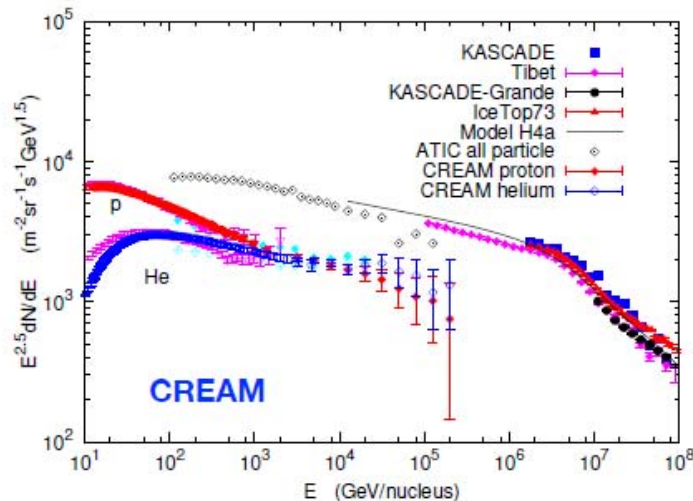
But ATIC, CREAM, Pamela and AMS02 showed that

- ★ The *proton* spectrum is distinctly *softer than* that of *Helium* (and possibly other heavy elements) at all energies.
- ★ Both spectra show a break and a *spectral hardening* at around a rigidity of *200 GV*.

The *harder helium spectrum* has the interesting consequence that by the time one gets to the "knee" energies it *dominates hydrogen in the all-particle* energy spectrum.

Thus *the "knee" in the all-particle spectrum is actually predominantly a Helium and CNO knee*, and it is possible that the proton spectrum cuts off significantly before.

Drury, ICRC2017, arXiv:1708.08858



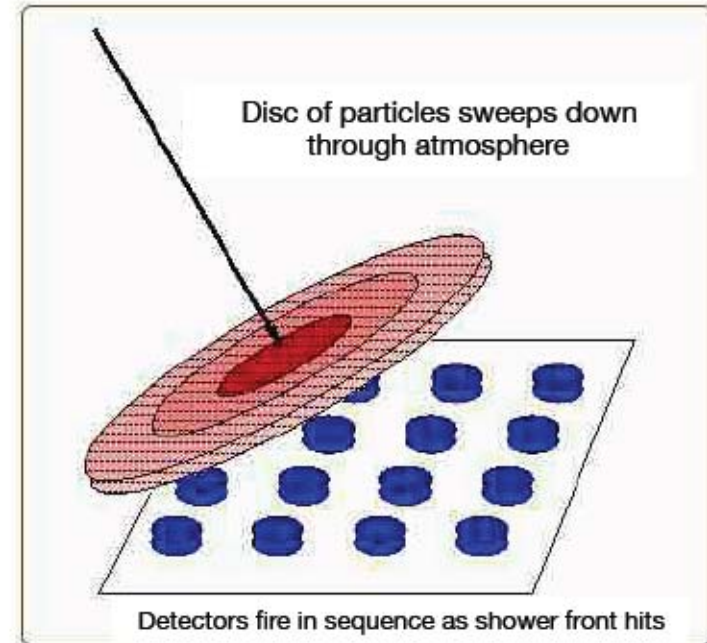
All the experimental evidences for a *knee* feature in the primary CR spectrum are of *indirect kind*, i.e., are based on the reconstruction and interpretation of EAS observables.

Extensive Air Shower Arrays

Large number of detectors spread over an area of order 10^5 m^2

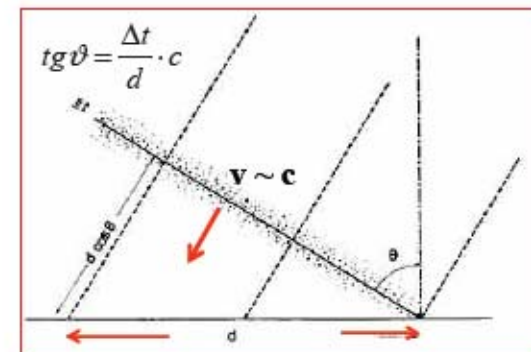


scintillators, water tanks (Cherenkov light in water), hadron calorimeters, Cherenkov telescopes, emulsions, etc.



coverage factor (sensitive area/instrumented area) $\approx 10^{-3} - 10^{-2}$

“density sampling” + “fast timing”



Analysis of Extensive Air Showers

For a long time after the discovery of the EAS by Auger their analysis proceeded in a 'primitive' and insufficient way.

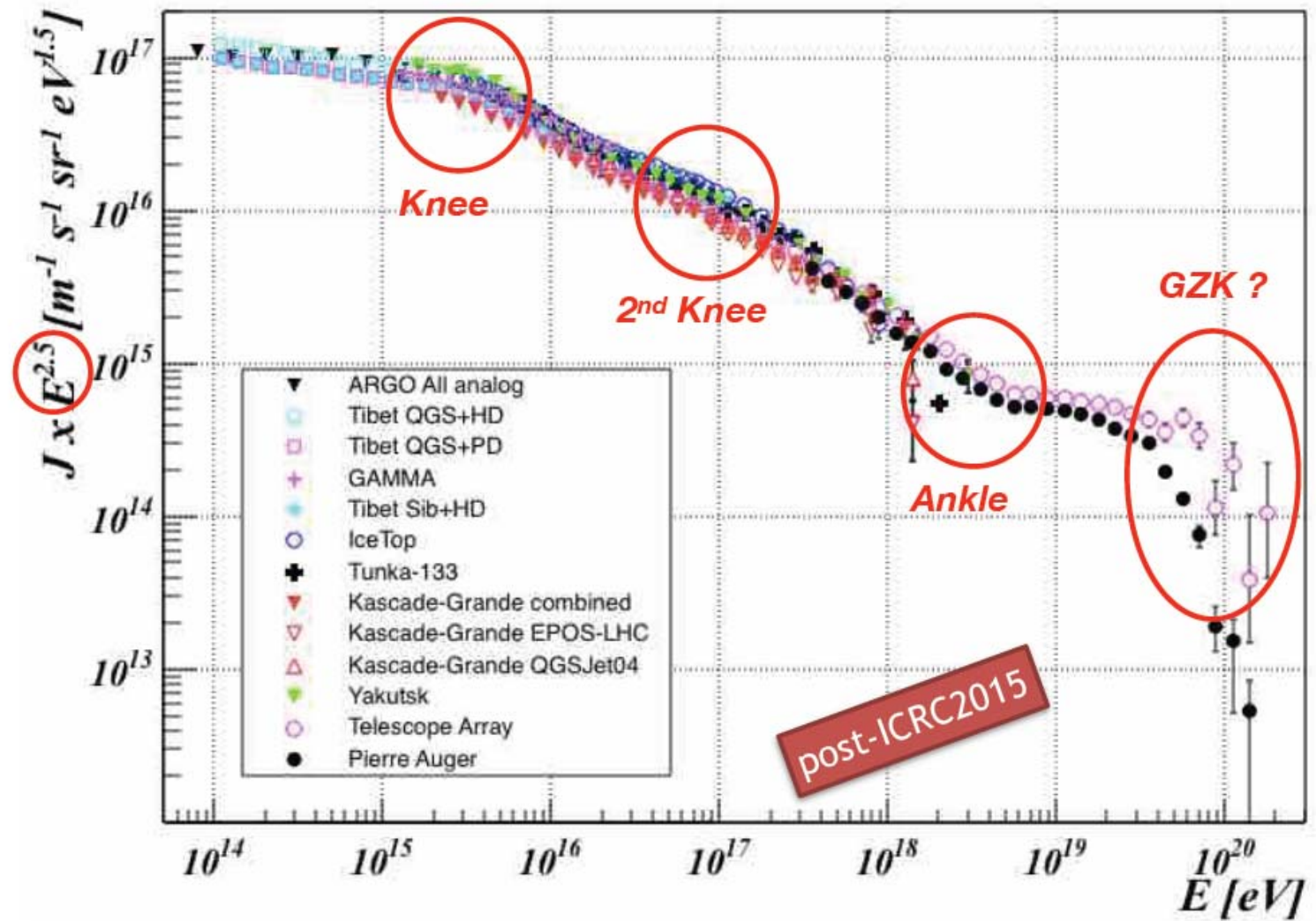
Shower parameters to be measured: **core position, shower size, direction of arrival.**
NO primary energy or elemental composition !

The breakthrough !

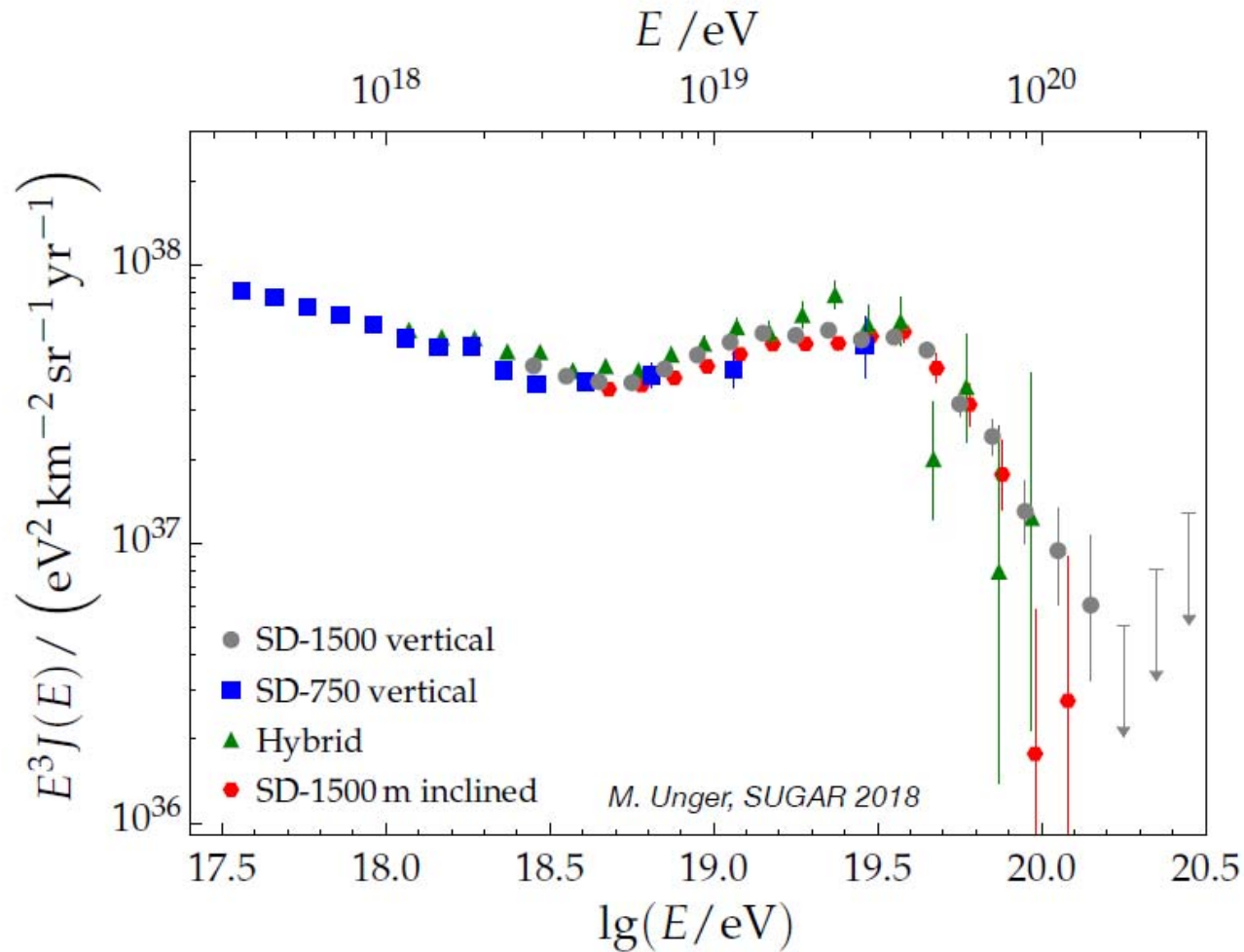
- ❖ In **1948 Bob Williams** showed how it was possible to find the position of the "**core**" of the shower, on a event by event basis, from the study of the number of particles hitting the different detectors. With this information he was able to reconstruct the "**size**" of the shower, that is, the total number of particles sampled at ground.
- ❖ In **1953 Bassi, Clark and Rossi** showed how **the arrival direction of the showers**, and therefore of the primary particles, could be derived from the study of the **temporal profile**.

In the analysis of the temporal profile crucial a detector with a very fast temporal resolution.
Rossi's group was the first to use the **scintillators** in Cosmic Ray physics.

All-particle energy spectrum



AUGER all-particle energy spectrum



✓ the 4 independent spectra agree within systematics

Установки для регистрации ШАЛ

Experiment	g/cm ²	Detector	ΔE (eV)	e.m. Sensitive Area (m ²)	Instrumented Area (m ²)	Coverage
ARGO-YBJ	606	RPC/hybrid	$3 \cdot 10^{11} - 10^{16}$	6700	11,000	0.93 (central carpet)
BASJE-MAS	550	scint./muon	$6 \cdot 10^{12} - 3.5 \cdot 10^{16}$		10^4	
TIBET AS γ	606	scint./burst det.	$5 \cdot 10^{13} - 10^{17}$	380	3.7×10^4	10^{-2}
CASA-MIA	860	scint./muon	$10^{14} - 3.5 \cdot 10^{16}$	1.6×10^3	2.3×10^5	7×10^{-3}
KASCADE	1020	scint./mu/had	$2 - 90 \cdot 10^{15}$	5×10^2	4×10^4	1.2×10^{-2}
KASCADE-Grande	1020	scint./mu/had	$10^{16} - 10^{18}$	370	5×10^5	7×10^{-4}
Tunka	900	open Cher. det.	$3 \cdot 10^{15} - 3 \cdot 10^{18}$	-	10^6	-
IceTop	680	ice Cher. det.	$10^{16} - 10^{18}$	4.2×10^2	10^6	4×10^{-4}
LHAASO	600	Water C scintill/muon/hadron Wide FoV Cher. Tel.	$10^{12} - 10^{17}$	5.2×10^3	1.3×10^6	4×10^{-3}

		μ Sensitive Area (m ²)	Instrumented Area (m ²)	Coverage
LHAASO	4410	4.2×10^4	10^6	4.4×10^{-2}
TIBET AS γ	4300	4.5×10^3	3.7×10^4	1.2×10^{-1}
KASCADE	110	6×10^2	4×10^4	1.5×10^{-2}
CASA-MIA	1450	2.5×10^3	2.3×10^5	1.1×10^{-2}

Backup