

Gamma & Neutrino Astronomy

Corso di
Fisica Astroparticellare

Lino Miramonti



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI MILANO

Testi consigliati (su cui si basano queste lezioni):

- Alessandro De Angelis, Mário João Martins Pimenta - **Introduction to Particle and Astroparticle Physics** (Springer 2015, Springer 2018)
- Maurizio Spurio – **Particles and Astrophysics** (Springer 2014)
- Maurizio Spurio – **The Probes of Multimessenger Astrophysics** (Springer 2018)
- Claus Grupen - **Astroparticle Physics** (Springer 2005, Springer 2020)

Cosmic Rays

Astronomical messengers

e, p

γ, ν

n

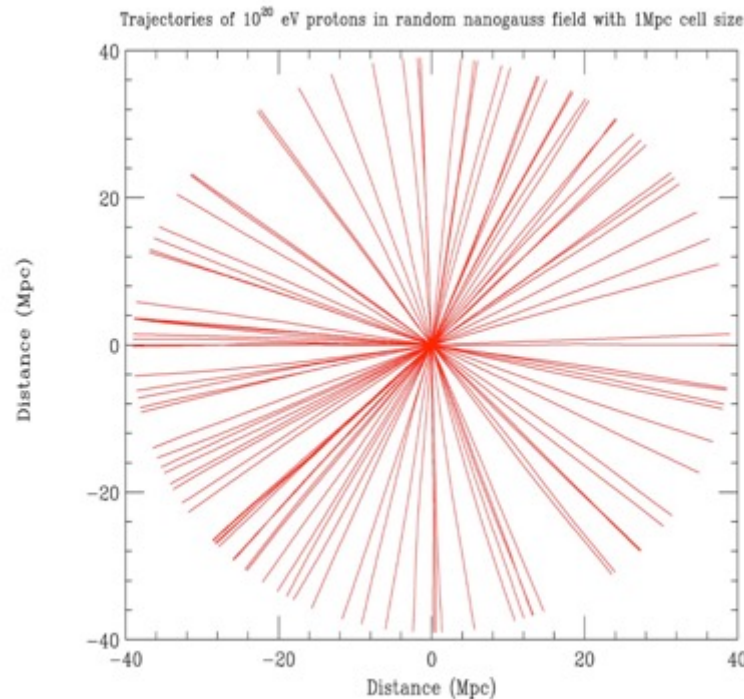


Astronomia con Protoni:

per $E > 10^{20}$ eV
per IGMF $< 10^{-9}$ Gauss



Astronomia Extragalattica
con **protoni** di energia $E > 10^{20}$ eV



$$\phi \approx 1^\circ$$

Astronomia con Neutroni

$d < (E_n/m_n c^2) c \tau_0 \Rightarrow E_n > 10^{17}(d/1 \text{ kpc}) \text{ eV}$
galactic astronomy with $E > 10^{17} \text{ eV}$ neutrons

Since free neutrons undergo beta decay with a mean lifetime of about 886 s at rest, the mean travel **distance** for relativistic neutrons is $9.2 \times E \text{ kpc}$, (where E is the energy of the neutron in EeV).

The distance from Earth to the Galactic center is about 8.3 kpc, and the radius of the Galaxy is approximately 15 kpc.

Sources in part of the Galactic disk, including the Galactic center, should be detectable via neutrons above 1 EeV.

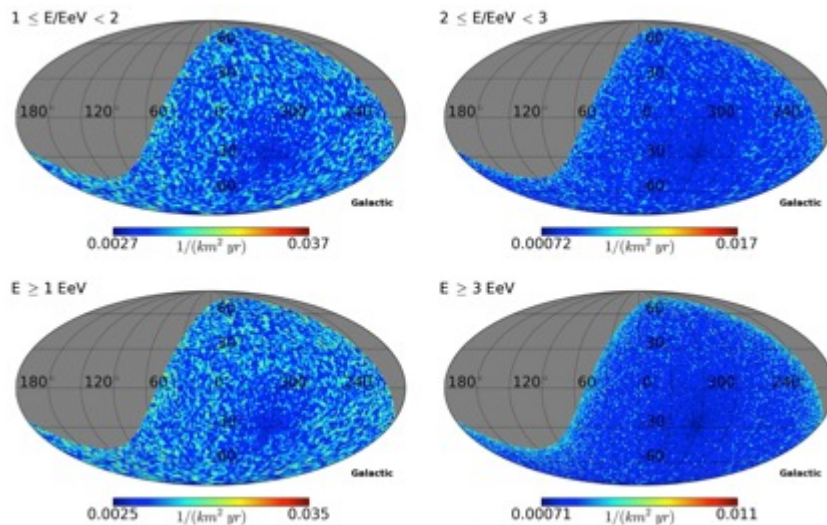


Figure 4. Celestial maps of the flux upper limit (particles/km²gr) in Galactic coordinates.

Astronomia Galattica con neutroni di energia $E > 10^{17} \text{ eV}$

The blind search for a flux of neutral particles using the **Auger** SD data set finds **no candidate** point on the sky

(A SEARCH FOR POINT SOURCES OF EeV NEUTRONS
The Astrophysical Journal, 760:148, 2012)

other astronomical messengers?

astronomical messengers should be neutral & stable:

***photons** (γ, X) and **neutrinos** satisfy fully to these conditions*

Fotoni

PRO: Relativamente facili da rivelare

CONTRO: Interazione con la CBM

Neutrini

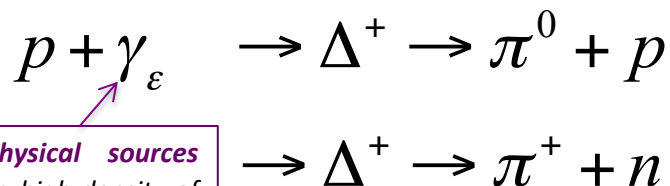
PRO: Viaggiano indisturbati

CONTRO: Difficili da rivelare

- **γ -rays** sono prodotti sia in **interazione adroniche** che in **interazioni EM**
- **ν** sono prodotti solo nelle **interazioni adroniche**

A direct signature of the presence in astrophysical environments of accelerated protons is provided by the presence of **neutrinos** and of **γ -rays**. They are mainly generated in the decay of **charged pions** and **neutral pions**, respectively

$$p + p \rightarrow \pi^{\pm}, \pi^0, k^{\pm}, k^0, p, n, \dots \quad \text{astrophysical beam dump mechanism} \\ (\text{cross section} \sim 40\text{--}50 \text{ mb})$$



photoproduction

(cross section at the resonance of ~ 0.250 mb)

Around **astrophysical sources** there is usually a high density of radio, infrared, visible, and ultraviolet photons (**ambient photons, γ_{ε}**).

NB: Although the cross section $\sigma_{\gamma p}$ is two orders of magnitude smaller than the cross section σ_{pp} of the beam-dump process, in some astrophysical environments the probability that secondary mesons are produced by **photoproduction** is much higher than the probability due to **astrophysical beam dump**. This, because the number density of ambient photons, n_{γ} , could be much larger than that of environmental matter number density, n

Neutral pions decay into γ -rays, via the process:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$$

while the π^+ mesons undergo the decay chain:

$$\pi^+ \rightarrow \nu_\mu + \mu^+ \quad \hookrightarrow \mu^+ \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \nu_e + e^+$$

The energy escaping from the source is therefore shared among

- **protons (=CRs),**
- **γ -rays**
- **neutrinos**

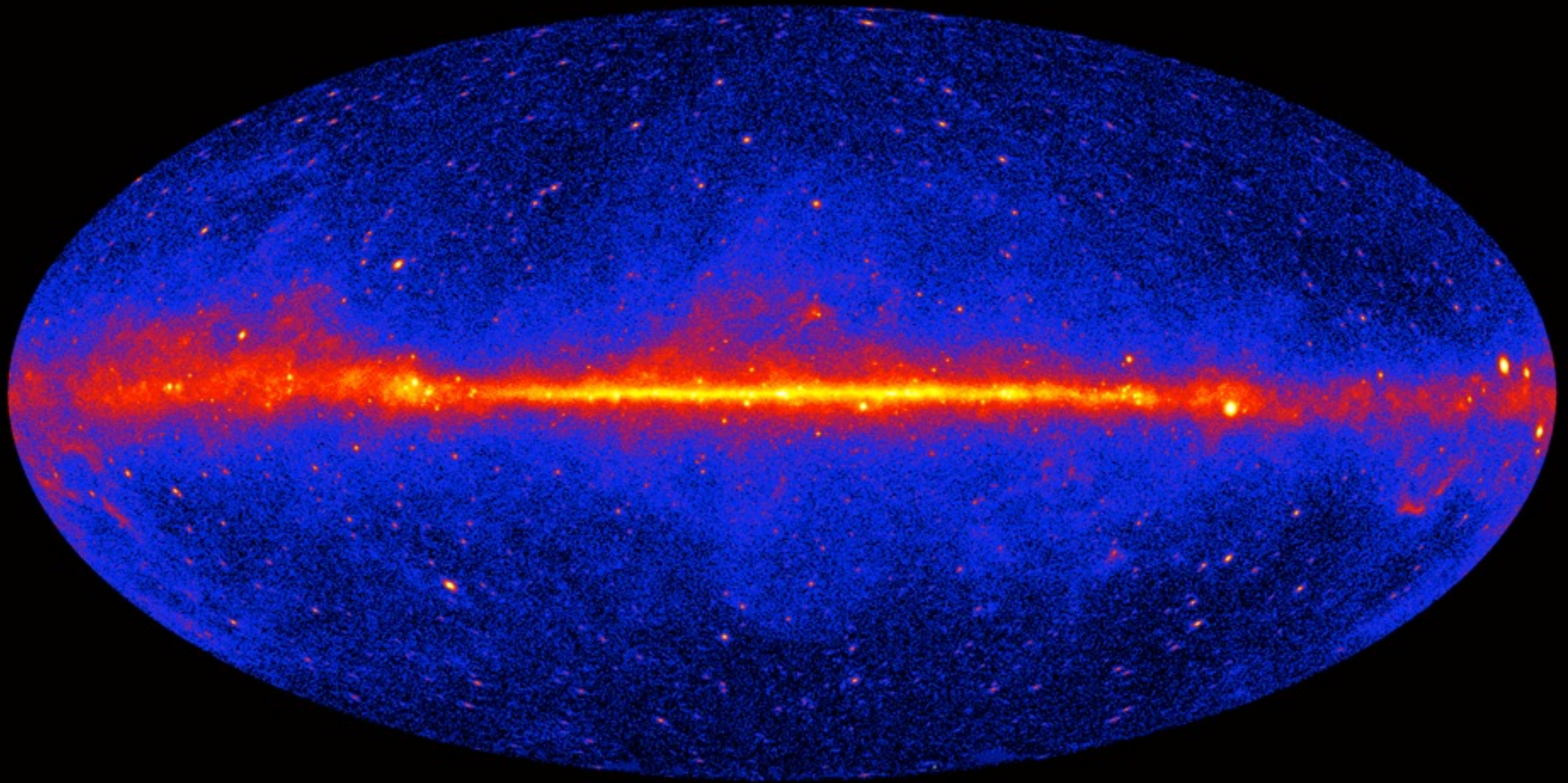
produced by the decay of neutrons, π^0 and π^+ (π^-), respectively.

1. The mechanisms that produce CRs produce also neutrinos and high-energy photons
2. *Neutrino sources are in general also γ -ray sources*

Strong **relationship** between the **spectral index** of the CR energy spectrum $\Phi_{CR}(E) \propto E^{\alpha_{CR}}$ and that of γ -rays and neutrinos. $\rightarrow \alpha_{CR} \approx \alpha_\nu \approx \alpha_\gamma$

γ -ray and neutrinos measurements give crucial information on primary CRs!

γ -ray Astronomy



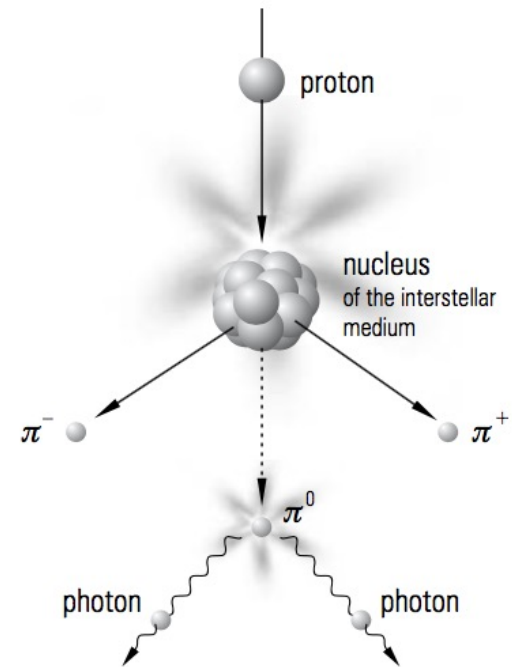
La produzione dei raggi γ

I γ -rays possono essere prodotti in **due modi**:

- 1) Produzione Adronica***
- 2) Produzione Leptonica***

1) Produzione Adronica (tramite decadimento dei π^0)

When a E^{-2} energy spectrum of accelerated protons at the source is considered, the π^0 -decay spectrum rises steeply below ~ 200 MeV and approximately traces the energy distribution of parent protons at energies greater than a few GeV.



In the rest frame of the neutral pion, both photons have energy $E_\gamma = m_\pi c^2/2 \simeq 70$ MeV and momentum opposite to each other. Once boosted for the energy of the emitting π^0 , the probability to emit a photon of energy E_γ is constant over the range of kinematically allowed energies.

When an energy spectrum of accelerated protons at the source decreasing as E^{-2} , due to the Lorentz boost the decay spectrum for an observer in the laboratory frame drops steeply below about 100–200 MeV and the energy dependence is similar to that of the parent protons at energies beyond GeV. A bump corresponding to pion decay, rising up to 70 MeV and then decreasing (possibly extending to energies of the GeV due to the Lorentz boost) identifies the presence of gamma rays of hadronic origin.

Alessandro De Angelis

2) Produzione Leptonica

Synchrotron radiation:

The deflection of charged particles in a magnetic field gives rise to an accelerated motion. An accelerated electrical charge radiates electromagnetic waves. This 'bremsstrahlung' of charged particles in magnetic fields is called *synchrotron radiation*.

Bremsstrahlung:

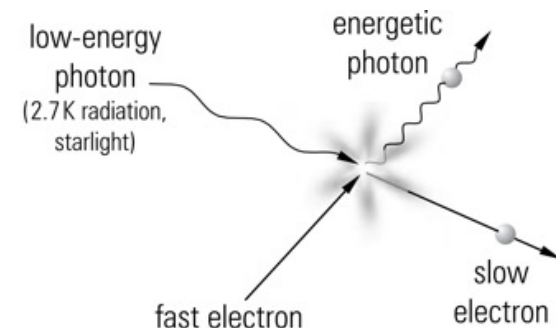
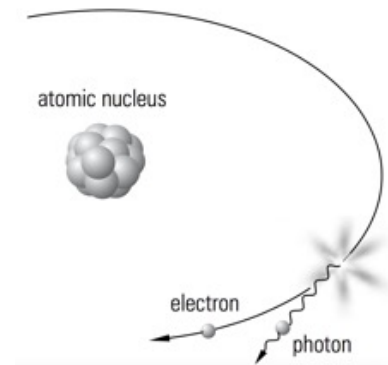
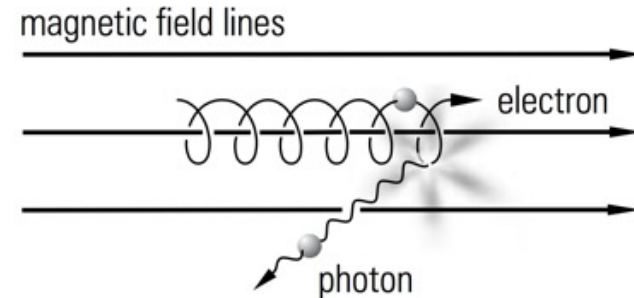
A charged particle which is deflected in the Coulomb field of a charge (atomic nucleus or electron) emits bremsstrahlung photons. This mechanism is to a certain extent similar to synchrotron radiation, only that in this case the deflection of the particle occurs in the Coulomb field of a charge rather than in a magnetic field.

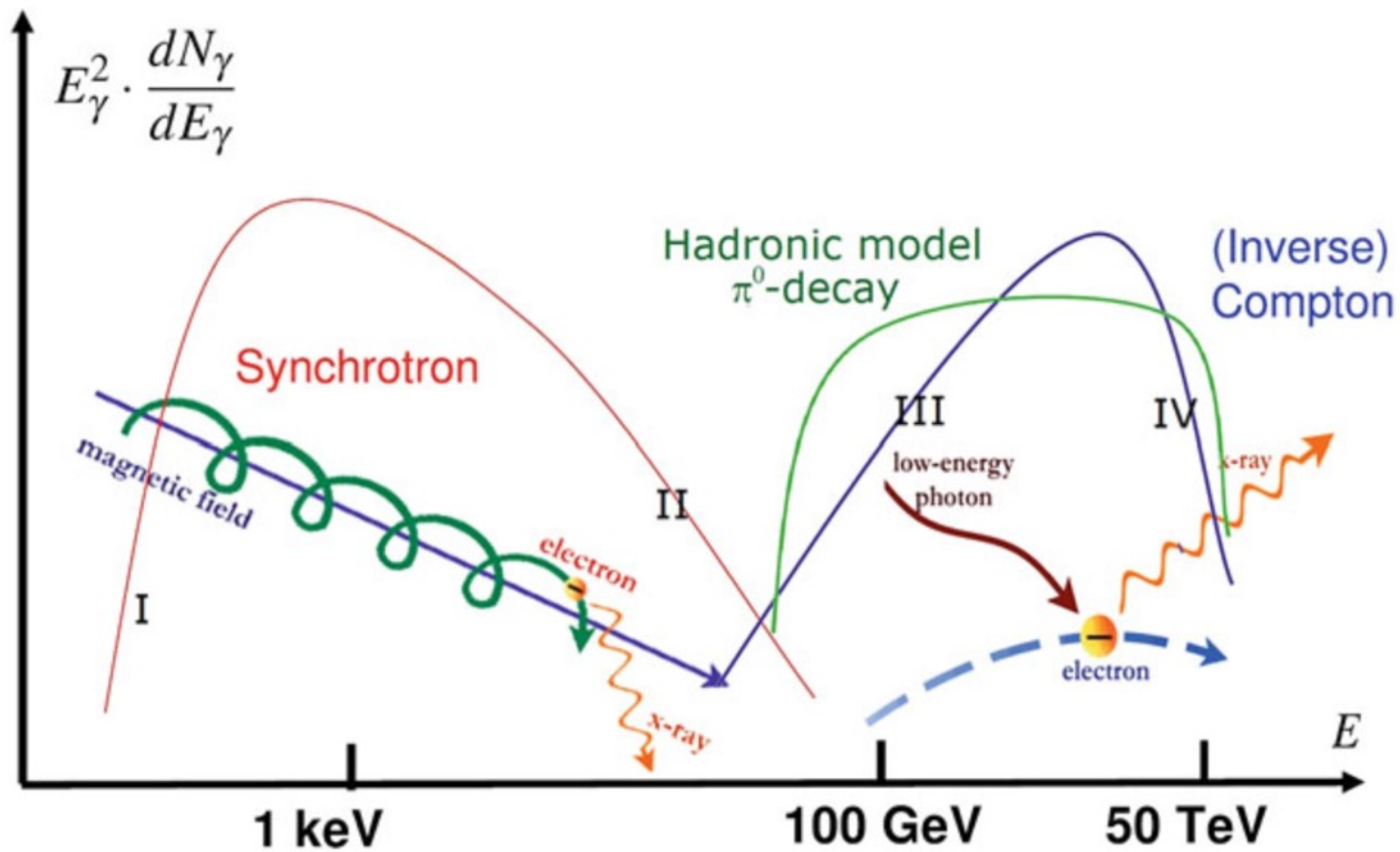
Inverse Compton Scattering:

Electrons accelerated to high energies in the source collide with the numerous photons of the

- **blackbody radiation** ($E_\gamma \approx 250 \mu\text{eV}$, photon density $N_\gamma \approx 400/\text{cm}^3$) or
- **starlight photons** ($E_\gamma \approx 1 \text{ eV}$, $N_\gamma \approx 1/\text{cm}^3$)

and transfer part to their energy to the photons which are 'blueshifted'.

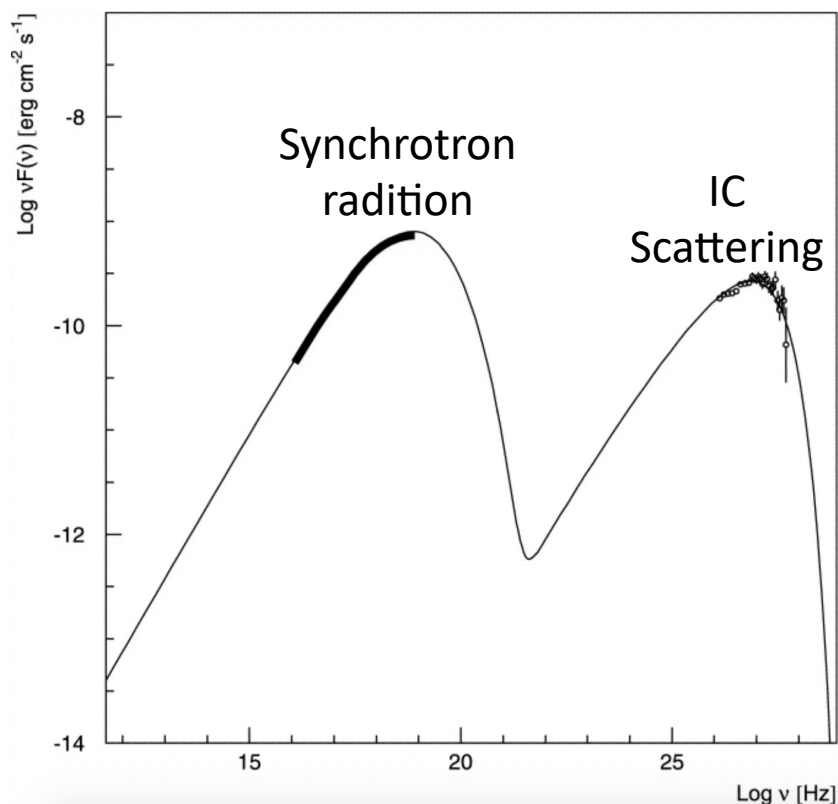




Characteristic double peak of the **Synchrotron-self-Compton (SSC) mechanism**

Nelle sorgenti astrofisiche (con alta densità di fotoni ed elettroni) i fotoni generati attraverso il fenomeno di **sincrotrone** possono essere diffusi in energia per effetto **Compton inverso** dagli stessi elettroni che li producono.

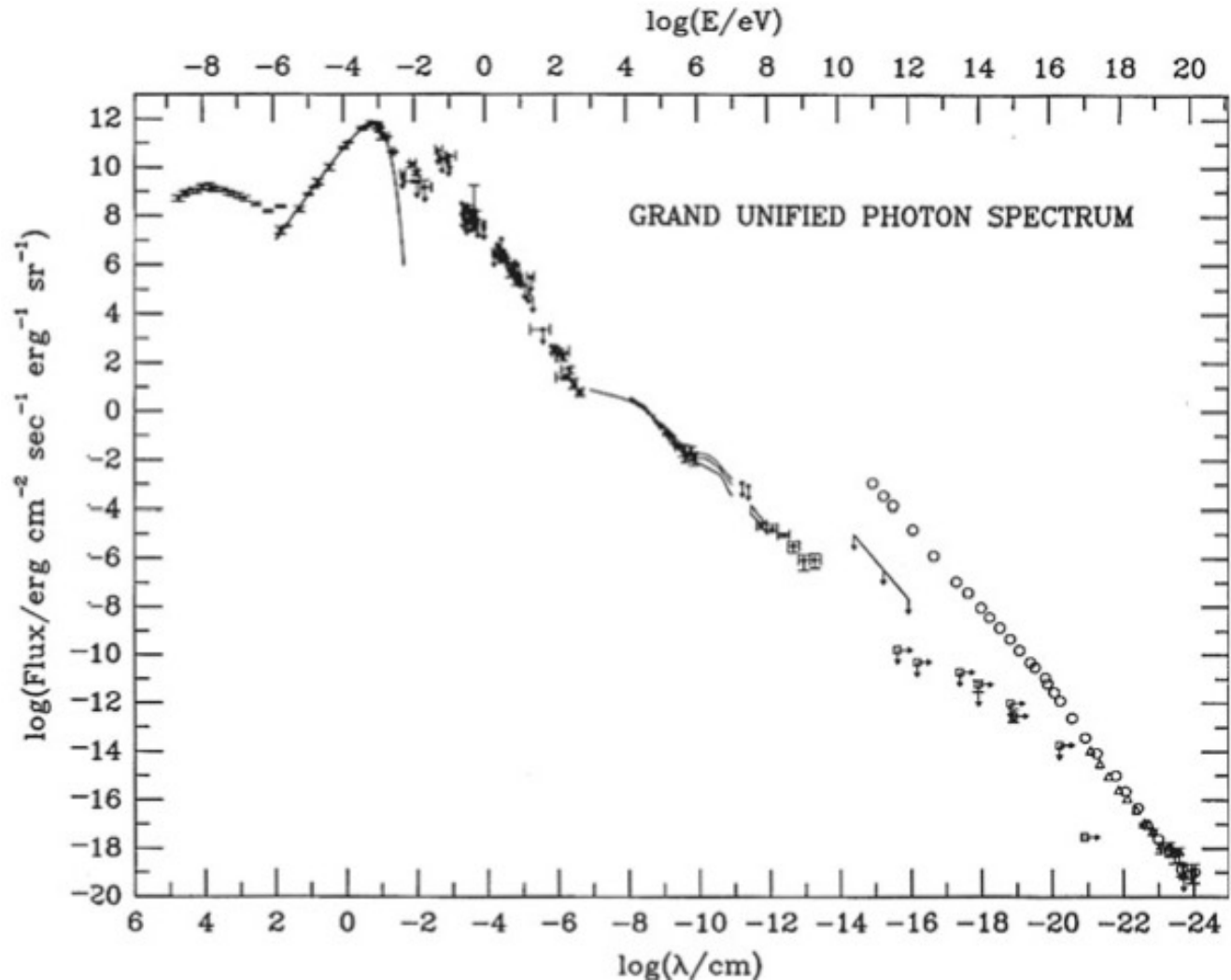
Ne risulta uno **spettro sincrotrone modificato per self-Compton inverso** con una componente alle alte frequenze.



One of the suggested models (leptonic acceleration) for the production of very high energy gamma rays: Synchrotron-self-Compton (SSC), involving synchrotron (Sy) and inverse Compton (IC) scattering for the same electron, provides a mechanism for the production of photons with energies up to several TeV. In the middle figure the typical energy spectrum is indicated, with the characteristic **double peak of the SSC mechanism**, one of the synchrotron radiation and the other for the IC scattering. The Inverse Compton spectrum has a peak at TeV energies, as those observed by **MAGIC** when looking at the **AGN Mkn 501**

Spectrum of photon background in the Universe

Spectrum of photons was experimentally detected at different energies. From M.T. Ressell and M.S. Turner 1989, *"The grand unified photon spectrum: a coherent view of the diffuse extragalactic background radiation"*

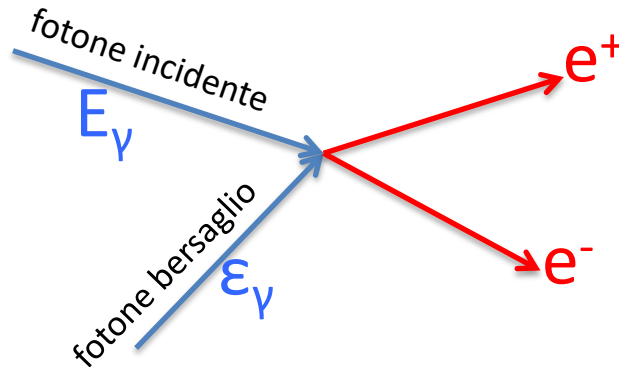
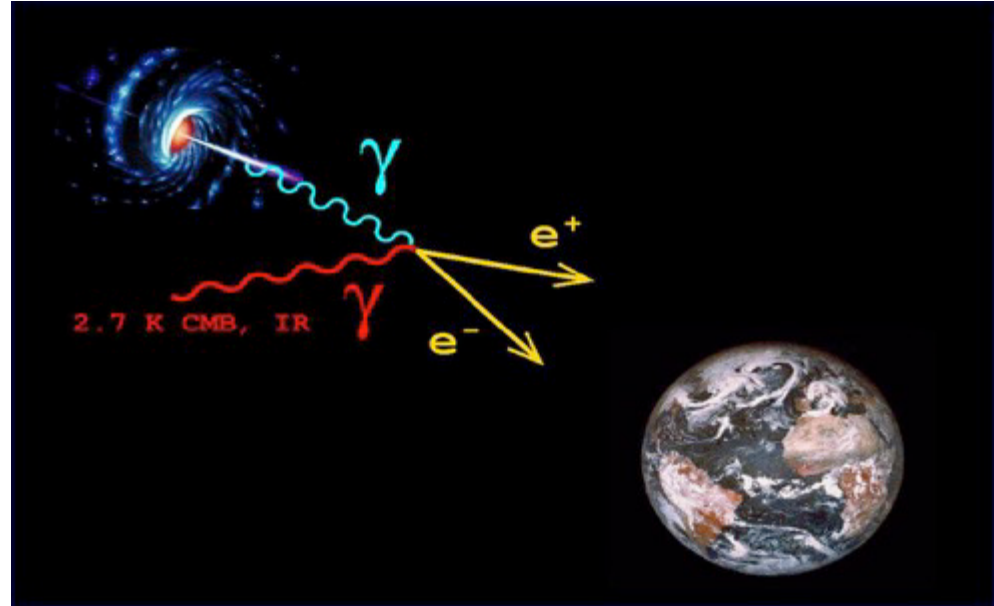


La propagazione dei raggi γ

Una volta che i raggi gamma sono stati prodotti, prima di giungere a noi interagiscono con i fotoni del fondo (CMB, IR, visible, UV ecc..)

Il processo dominante è dato dalla:

$$\gamma_{VHE} + \gamma_{background} \rightarrow e^+ + e^-$$



- E_γ Energia fotone incidente
- ϵ_γ Energia fotone bersaglio

Il processo è cinematicamente permesso quando l'energia del fotone bersaglio è superiore a:

$$\varepsilon > \varepsilon_{thr}(E, \varphi) \equiv \frac{2m_e^2 c^4}{E(1 - \cos \varphi)}$$

(φ denota l'angolo di scattering)

La sezione d'urto del processo (Breit and Wheeler 1934) è:

$$\sigma_{\gamma\gamma}(E, \varepsilon, \varphi) = \frac{2\pi\alpha^2}{3m_e^2} W(\beta) \approx 1.25 \cdot 10^{-25} W(\beta) \quad \text{cm}^2$$

- E Energia del fotone incidente
- ε Energia del fotone bersaglio
- φ Angolo di scattering

con

$$W(\beta) = (1 - \beta^2) \left[2\beta(\beta^2 - 2) + (3 - \beta^4) \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) \right]$$

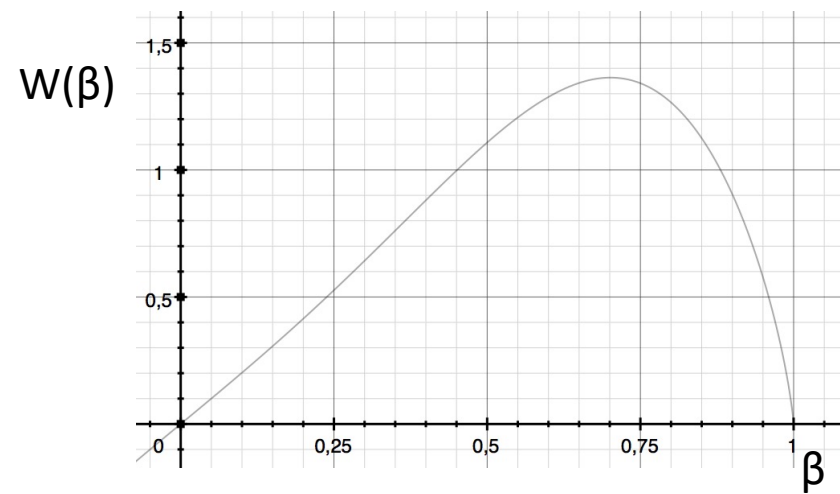
La sezione d'urto dipende da E, ε , φ solo attraverso la velocità β dell'elettrone e del positrone nel centro di massa.

$$\beta(E, \varepsilon, \varphi) \equiv \left[1 - \frac{2m_e^2 c^4}{E \varepsilon (1 - \cos \varphi)} \right]^{1/2}$$

La sezione d'urto: $\sigma_{\gamma\gamma}(E, \varepsilon, \varphi)$

raggiunge un massimo per $\beta \approx 0.7$
che corrisponde a $W(\beta) \approx 1.34$
pertanto:

$$\sigma_{\gamma\gamma}^{\max} \approx 1.25 \cdot 10^{-25} \cdot 1.34 \approx 1.7 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$$



assumendo una collisione “head-on” ($\varphi = \pi$) segue che la **sezione d'urto** $\sigma_{\gamma\gamma}(E, \varepsilon, \varphi)$ è **massima per fotoni di background di energia:**

(dove E ed ε corrispondono allo stesso red shift)

$$\varepsilon(E) \approx \left(\frac{500 \text{ GeV}}{E} \right) \text{ eV}$$

Per un **background di fotoni isotropico** la sezione d'urto è massimizzata per fotoni di energia:

$$\varepsilon(E) \approx \left(\frac{900 \text{ GeV}}{E} \right) \text{ eV}$$

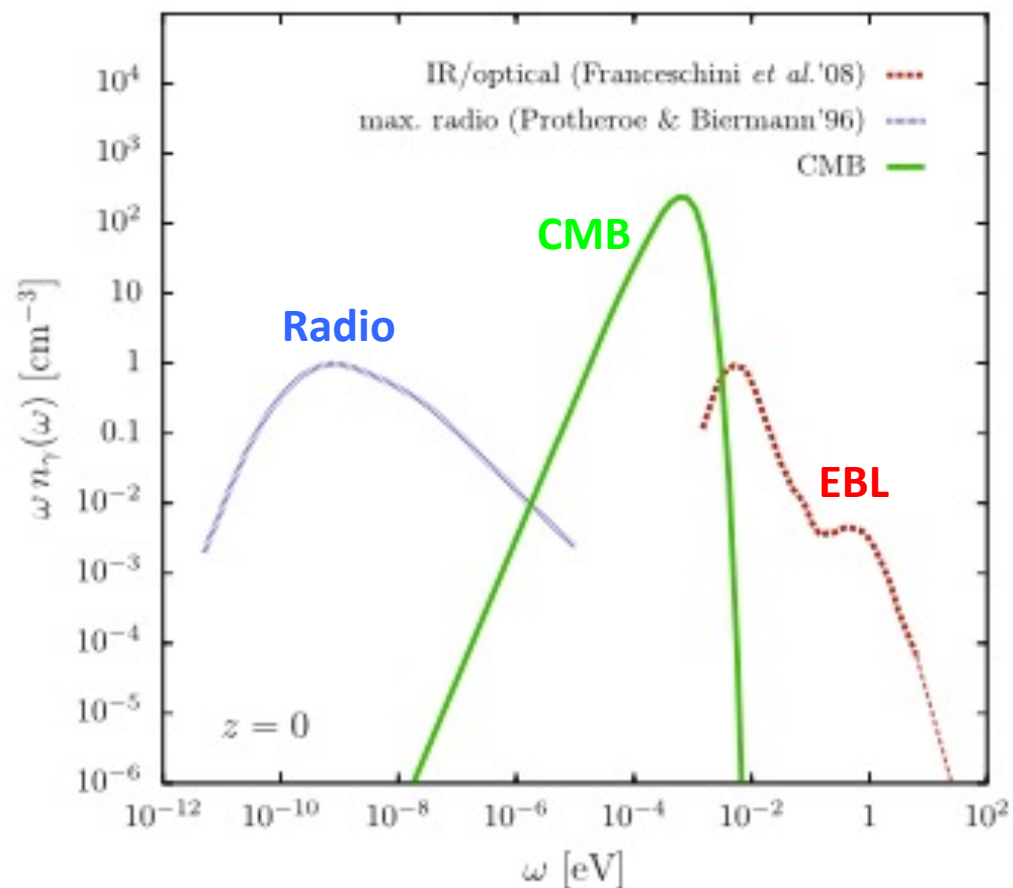
Esempio: Se considero un raggio gamma di **900 GeV** il suo maggior nemico sarà un fotone di energia di **1 eV** ossia un fotone nell'UV.

Per γ -rays con energie comprese tra:

$10^9 \text{ eV} < E_\gamma < 10^{14} \text{ eV}$: l'assorbimento maggiore è dato da l' **EBL**

$10^{15} \text{ eV} < E_\gamma < 10^{19} \text{ eV}$: l'assorbimento maggiore è dato da l' **CMB**

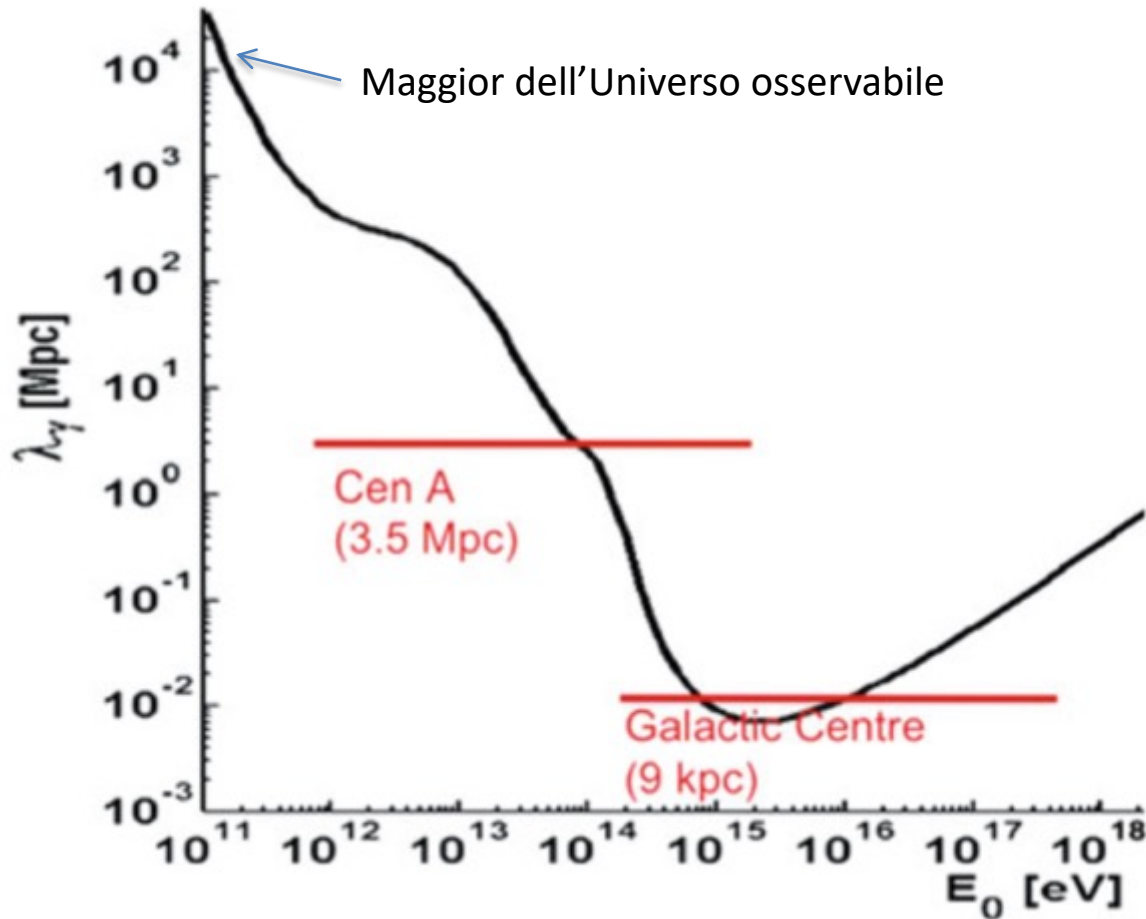
$E_\gamma > 10^{19} \text{ eV}$: l'assorbimento maggiore è dato dal Background **Radio**.



Sappiamo che il libero cammino medio è dato da:

$$\lambda_{\gamma} = \frac{1}{n_{\gamma_{BKG}} \cdot \sigma_{\gamma\gamma}}$$

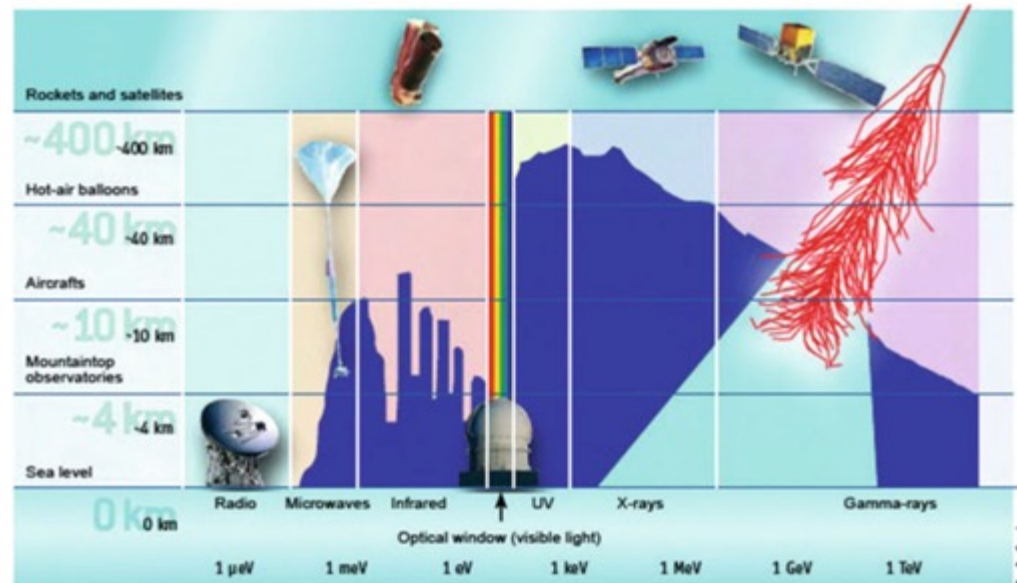
Mean free path as a function of the photon energy, at $z = 0$. Adapted from A. de Angelis, G. Galanti, M. Roncadelli, MNRAS 432 (2013) 3245



NB: una trattazione più rigorosa deve tenere in conto del red shift z !

La rivelazione dei γ -rays

The detection of high-energy photons is complicated by the **absorption in the atmosphere**, and by the **faintness of the signal**.



HE γ -rays (30 MeV – 30 GeV)

The atmosphere is about 28 radiation length at sea level. Only **satellite-based detectors** can detect **primary X/ γ -rays**.

VHE γ -rays (30 GeV – 30 TeV)

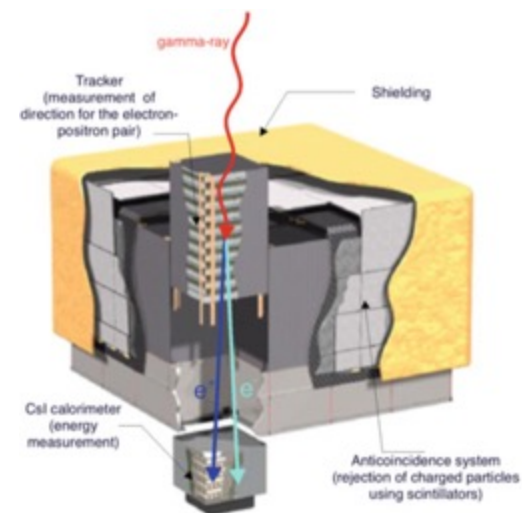
Since the fluxes of high-energy photons are low and decrease rapidly with increasing energy, this gamma rays can be detected only from the atmospheric showers they produce, i.e., by means of **ground-based detectors**.

La rivelazione dei **HE γ -rays** (Satellite-Based Gamma Detectors)

The largest gamma-ray space-based detector ever built is the **Fermi observatory**, launched in June 2008. It is composed by **two instruments**:

- Large Area Telescope (LAT) 20 MeV to about 300GeV
- Fermi Gamma Burst Monitor (GBM) 10–25MeV.

The **scientific objectives** of the **LAT**: understanding of the nature of unidentified gamma-ray sources and origins of diffuse galactic emission.



The LAT tracker is done by **16 planes of high-Z material (W)** in which incident γ -rays can convert to an **e^+e^- pair**. The converter planes are **interleaved with 18 silicon detectors** two-layer planes that measures the tracks of the particles resulting from pair-conversion.

AGILE (Astro-rivelatore Gamma a Immagini Leggero), the precursor of Fermi, is a completely Italian satellite launched in 2007. Its structure is very similar to Fermi, but its effective area is about one order of magnitude smaller.

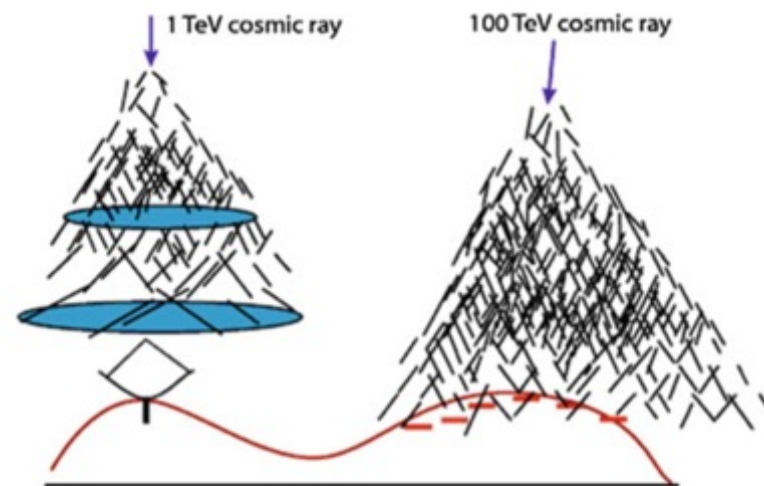
La rivelazione dei **UHE & VHE γ -rays** (Ground-Based Gamma Detectors)

The satellite detectors and at ground detectors are complementary.

At **TeV energies** the flux is too low to be detected with satellite-based detectors. Ground-based detectors have a huge effective area, so their sensitivity is high (they detect a huge amount of background events).

There are **two** main **classes** of ground-based VHE gamma detectors:

- **EAS arrays**
- **Cherenkov telescopes**



Sketch of the operation of Cherenkov telescopes and of EAS detectors

The relative merits of the two techniques are summarized below:

	Cherenkov Telescope	Air Shower Array
Energy Threshold	Low (<200 GeV) ✓	High (>10 TeV)
Background Rejection	Excellent (>99.7%) ✓	Moderate (>50%)
Field of View	Small (<2°)	Large (>45°) ✓
Duty Cycle (uptime)	Low (5%-10%)	High (>90%) ✓

Complementary detection characteristics of imaging air Cherenkov telescopes (IACTs) and extensive air shower arrays.

Extensive Air Shower (EAS) Detectors

EAS are large arrays of detectors sensitive to charged secondary particles generated in the atmospheric showers.

The **principle of operation** is the **same as the one for the UHE cosmic rays detectors** like Auger, i.e., direct sampling of the charged particles in the shower.

Proprietà degli EAS array:

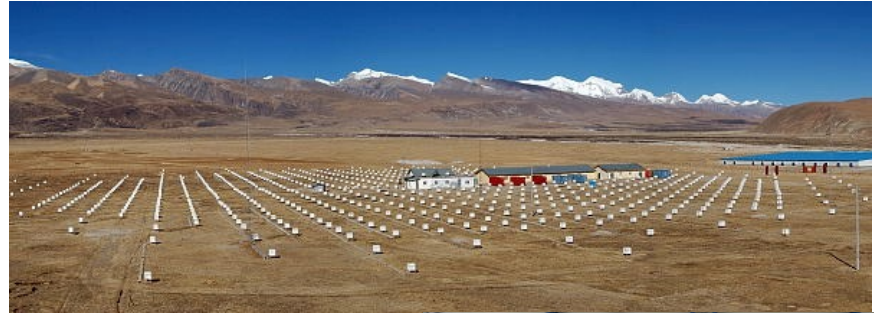
- high duty cycle;
- large field-of-view;
- relatively low sensitivity;
- energy threshold rather large (a shower initiated by a 1 TeV photon typically has its maximum at about 8 km a.s.l.).

The **energy threshold** of EAS detectors is at best in the **0.5–1 TeV** range, so they are built to detect UHE photons as well as the most energetic VHE gammas.

The **direction** of the detected primary particles is computed from the arrival times with an angular precision of **about 1°**. The calibration can be performed by studying the shadow in the reconstructed directions caused by the Moon. Energy resolution is poor.

Il **sampling** delle particelle cariche può essere fatto in **due modi**:

- using a **sparse array** of scintillator-based detectors
 - **Tibet- AS** (4100 m a.s.l.)



- by **effective covering** of the ground

- **ARGO-YBJ** (2600 m a.s.l.)

The ARGO-YBJ experiment is a detector of small air showers, aimed to study the cosmic radiation with an energy threshold of ~ 300 GeV. The detector consists of a single layer of RPCs (**Resistive Plate Counters**) covering an area of ~ 6500 m².



- **MILAGRO** (2600 m a.s.l.)

Located in New Mexico –
Water pool instrumented with PMTs



Cherenkov Telescopes

Most of the experimental results on VHE photons are presently due to **Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes (IACTs)**.

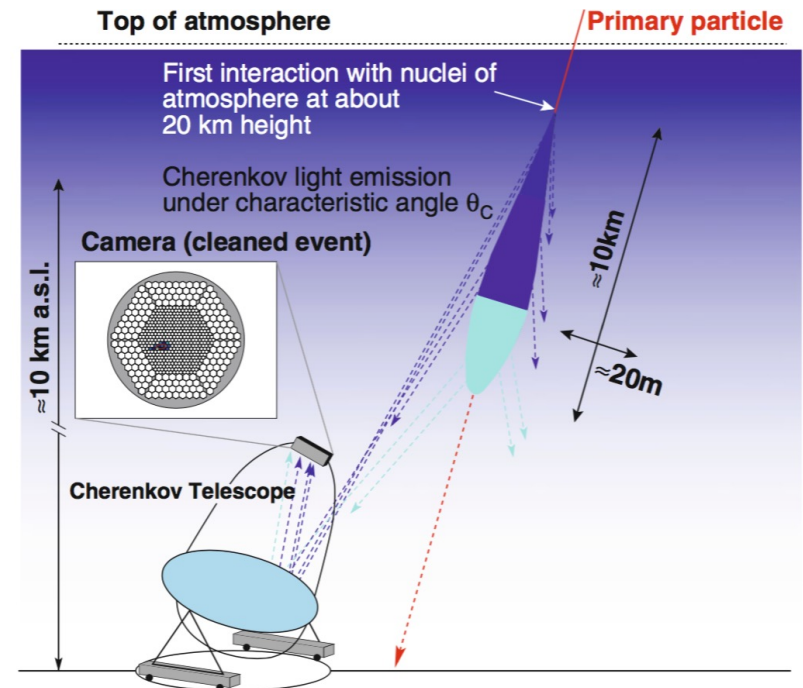
1. first generation: **WHIPPLE**,
2. second generation: **HEGRA** and **CANGAROO**,
3. third generation: **H.E.S.S.**, **MAGIC** and **VERITAS**

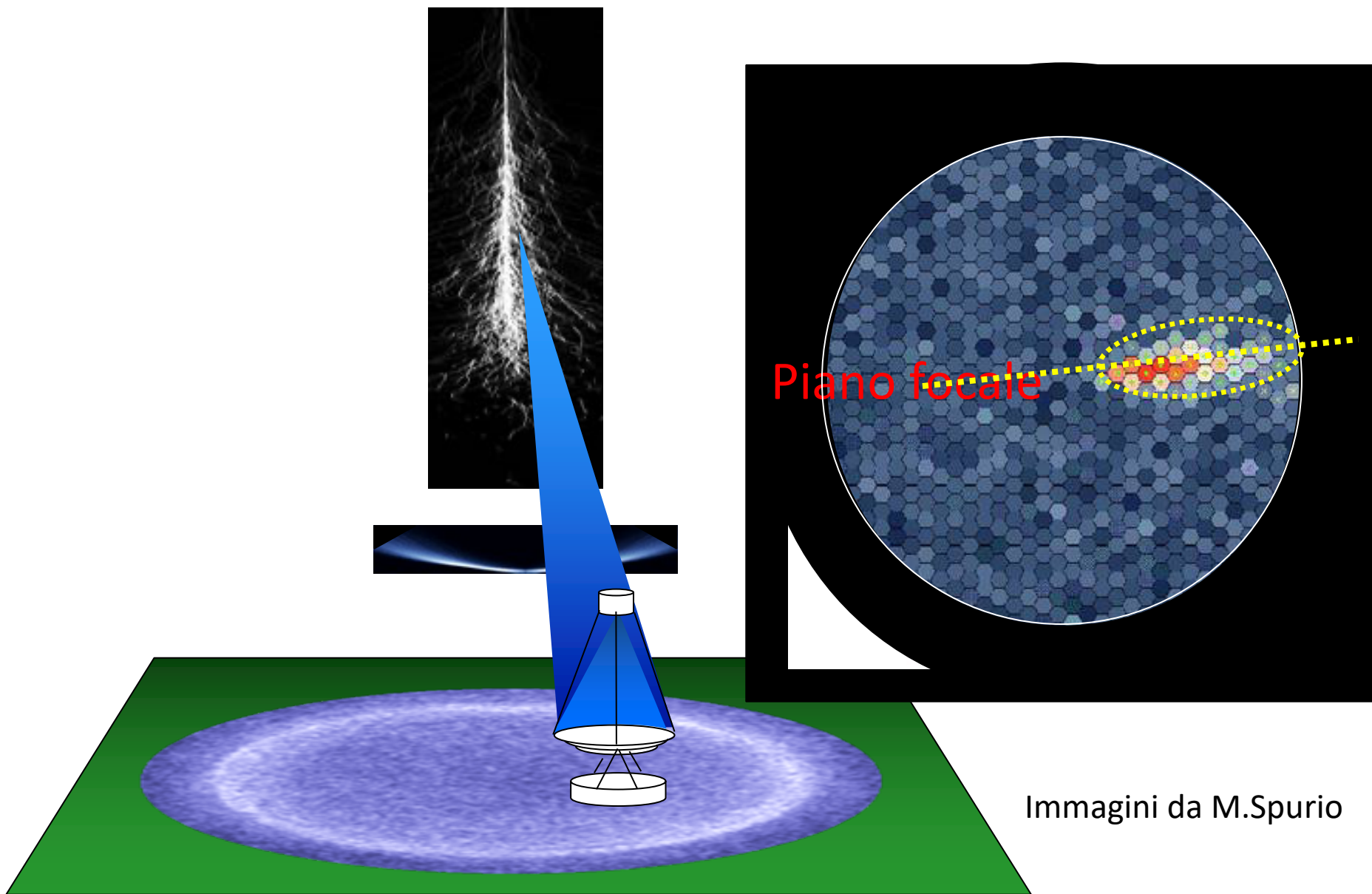


WHIPPLE TELESCOPE (UCHICAGO.EDU)

The **observational technique** used by the IACTs is to project the Cherenkov light collected in a large optical reflecting surface onto a camera which is basically an array of photomultipliers. (FoV of $5^\circ \times 5^\circ$).

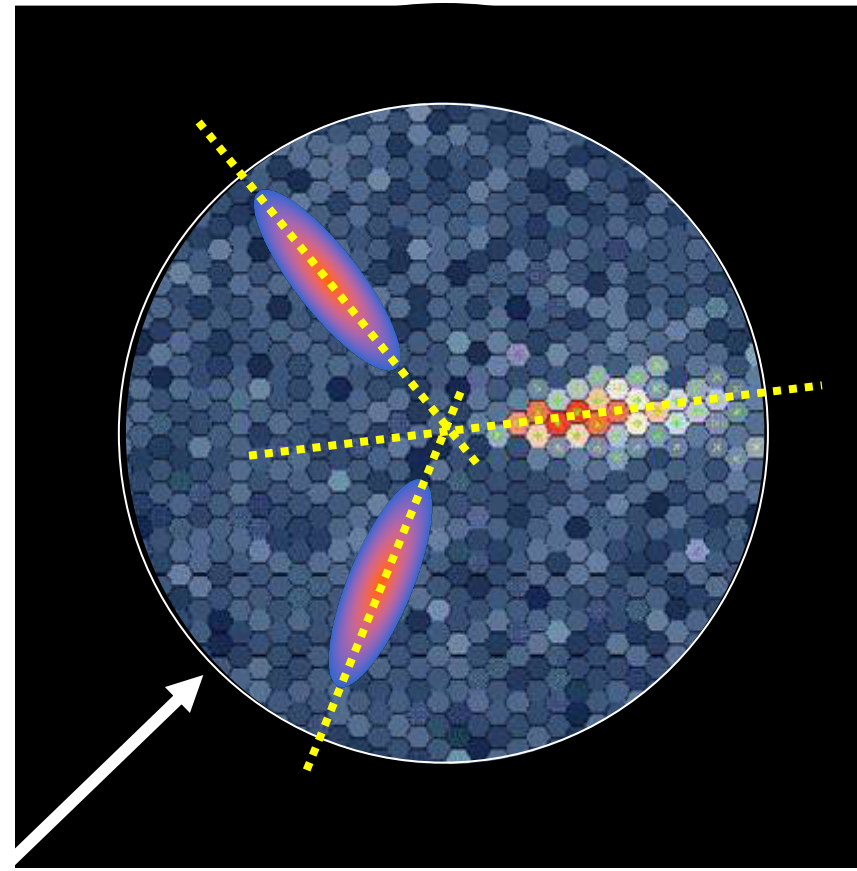
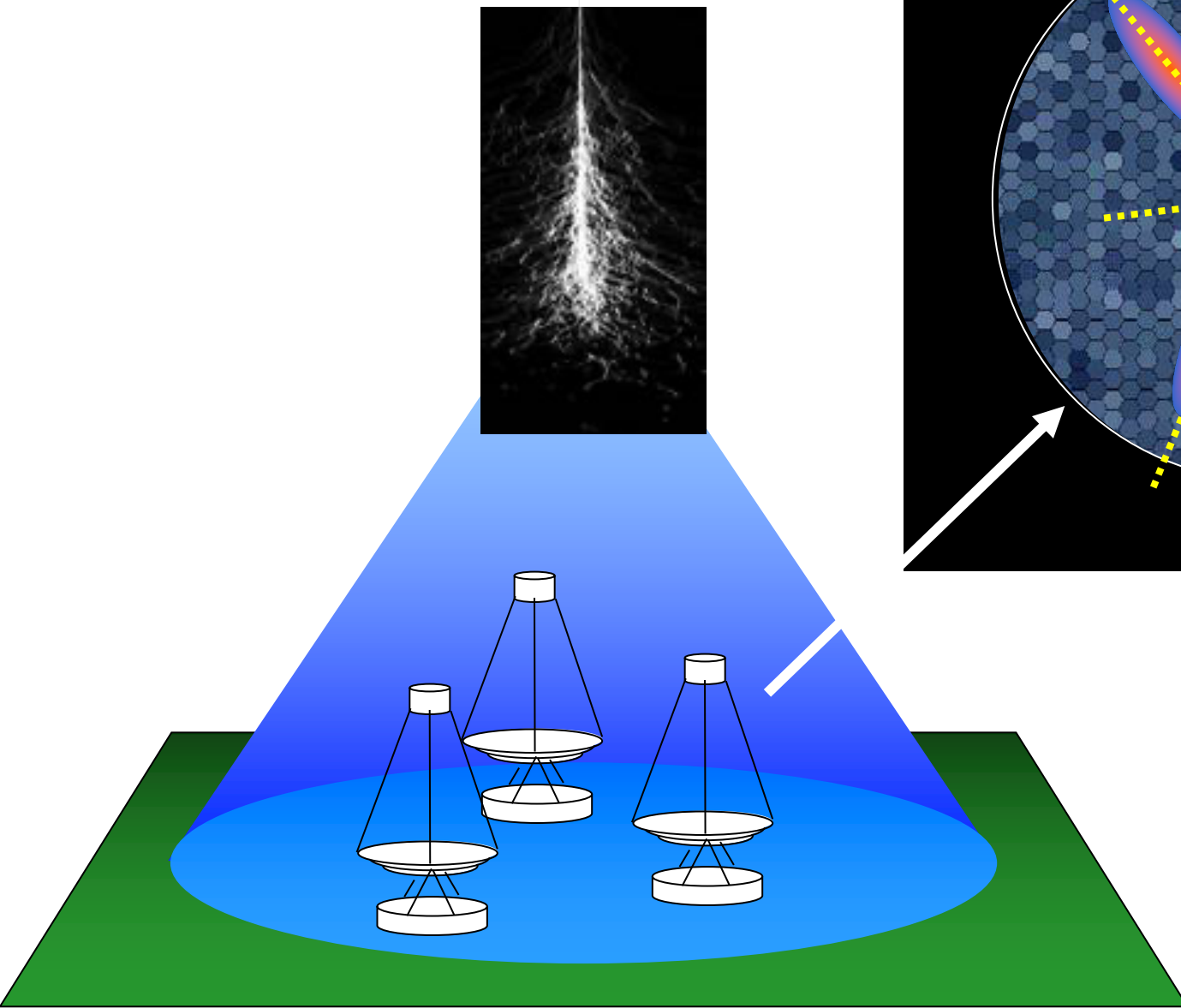
The typical resolution on the arrival time of a signal on a photomultiplier is better than 1 ns. The shower has a duration of a few ns (about 2–3) at ground; this duration can be maintained by an isochronous (parabolic) reflector.





Immagini da M.Spurio

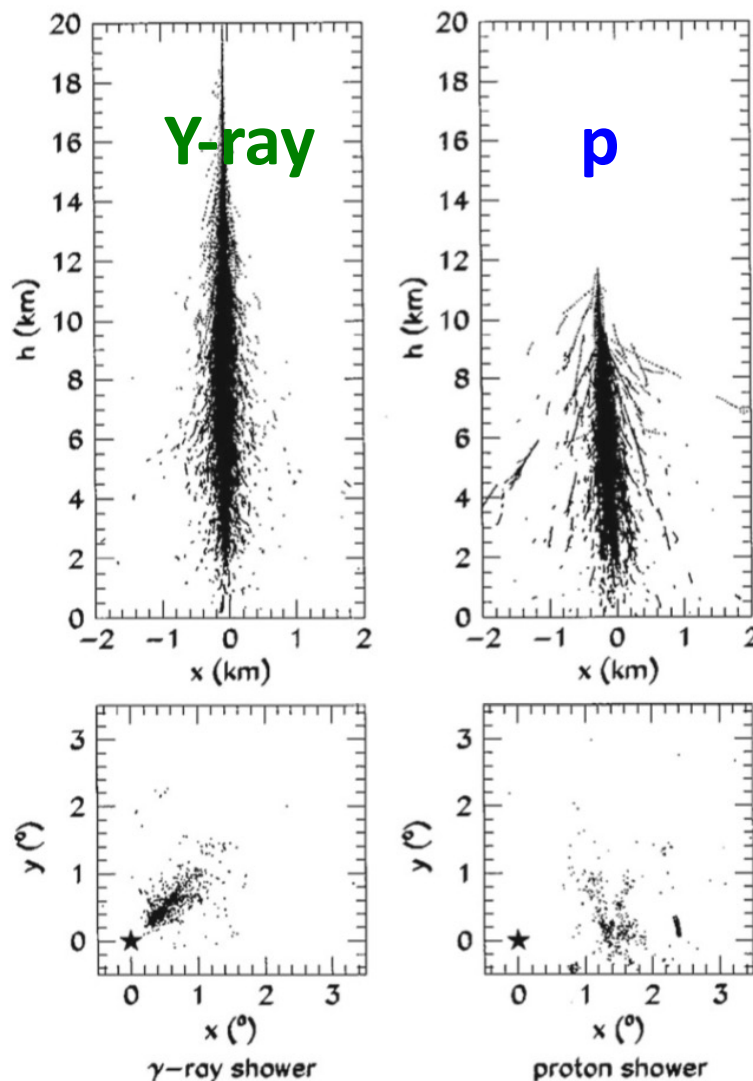
Rivelazione stereoscopica



Immagini da M.Spurio

In the GeV-TeV region, the **background from charged particles** is **three orders of magnitude** larger than the signal.

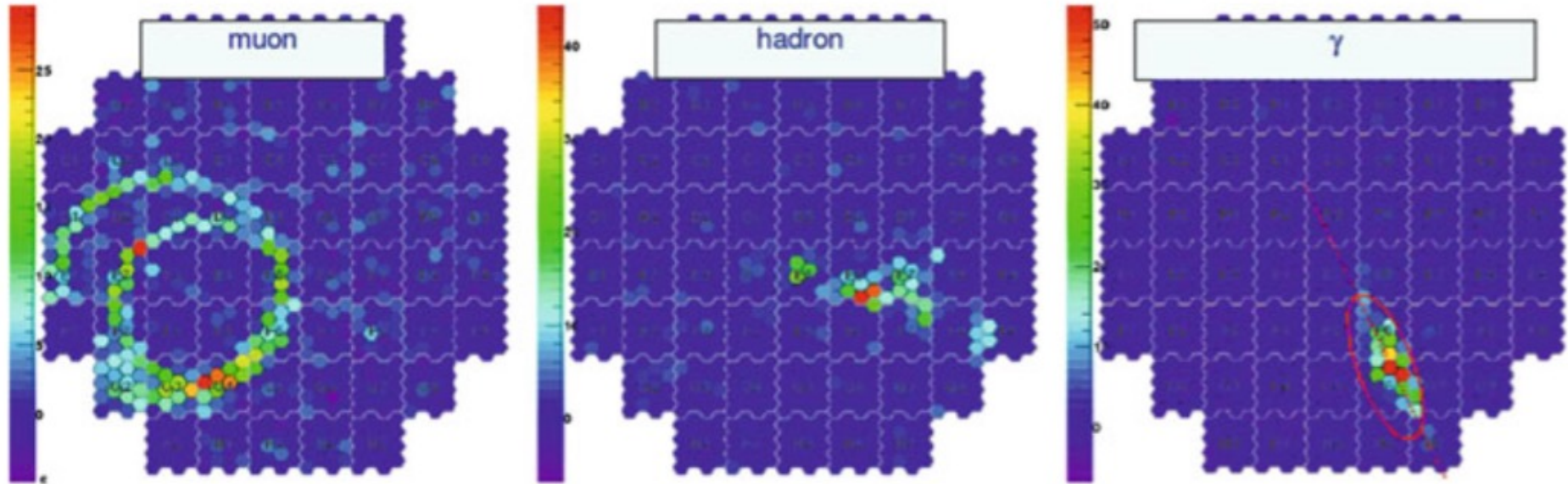
Showers induced by gamma-rays can be separated from the hadronic ones on the basis of the shower shape.



Hadronic showers, have a different topology, being **larger and more subject to fluctuations** than electromagnetic showers.

“**Hillas parameters**” the present identification techniques rely on a technique pioneered by Hillas in the 1980s.

- The intensity (and area) of the image produced is an indication of the shower energy,
- The image orientation is related to the shower direction (photons “point” to emission sources, while hadrons are in first approximation isotropic).
- The shape of the image is different for events produced by photons and by other particles; this characteristic can be used to reject the background from charged particles



- The time structure of Cherenkov images provides an additional discriminator against the hadronic background, which can be used by isochronous detectors (with parabolic shape) and with a signal integration time smaller than the duration of the shower (i.e., better than 1–2 GHz).

Cherenkov Telescopes (3rd Generation)

Veritas



MAGIC



H.E.S.S.



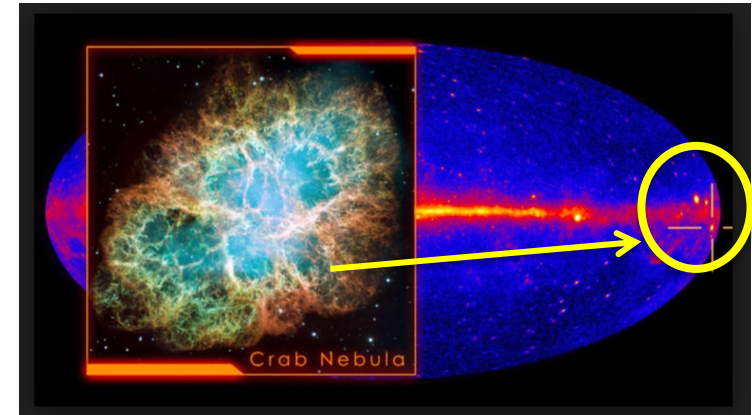
• **H.E.S.S.** in Namibia is composed by **four telescopes** with a diameter of 12 m each, working since early 2003. A fifth large telescope, a surface of about 600m², is located in the center; it has been inaugurated in 2012.

• **MAGIC** observatory in the Canary Island of La Palma is a **twin telescope system**; each parabola has a diameter of 17 m and a reflecting surface of 236m², and it is the largest single-dish Cherenkov telescope in operation.

• **VERITAS** is constituted by an array of **four telescopes** with a diameter of 12m and is located near Tucson, Arizona. It is operational since April 2007.

Confronto tra le performances e la sensitività

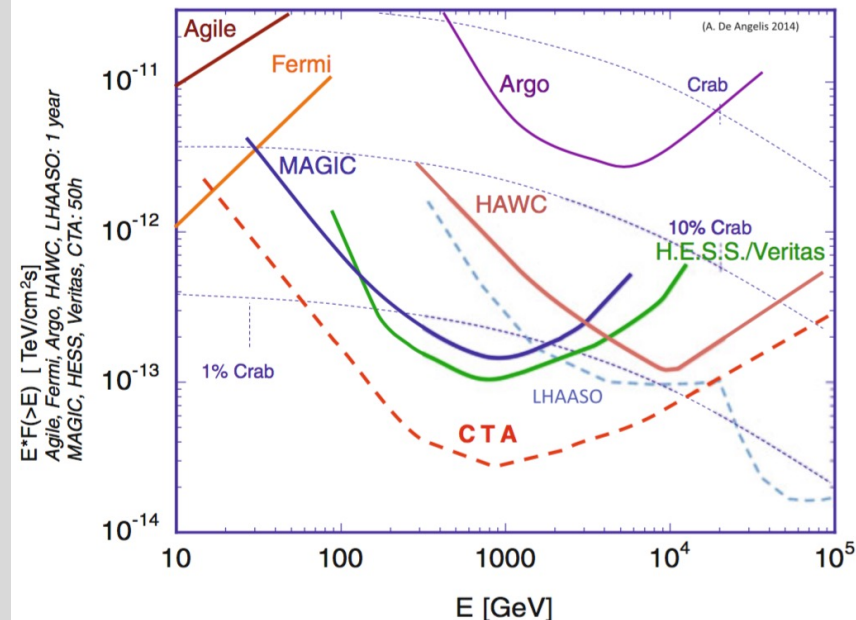
Quantity	Fermi	IACTs	EAS
Energy range	20 MeV–200 GeV	100 GeV–50 TeV	400 GeV–100 TeV
Energy res.	5–10 %	15–20 %	~ 50 %
Duty cycle	80 %	15 %	> 90 %
FoV	$4\pi/5$	5 deg × 5 deg	$4\pi/6$
PSF (deg)	0.1	0.07	0.5
Sensitivity	1 % Crab (1 GeV)	1 % Crab (0.5 TeV)	0.5 Crab (5 TeV)



Flux sensitivity

The integral flux sensitivity of a Cherenkov telescope is the minimum flux of gamma-ray events (per unit time and area) which, in a given observation time, results in a statistically significant excess above the isotropic background of cosmic-ray initiated showers. The flux is integral in the sense that it refers to all the gamma-rays above a given energy E_0 . When comparing different instruments, it is most often assumed that the source is point-like, and that its energy spectrum is a pure power law of differential index -2.6 (which is the spectral index for **Crab** around 1 TeV, the typical energy of second generation IACTs). As for the observation time, it is usually chosen to be **50 hours**, an exposure easily achievable for a source within a couple of months.

In the most widely used definition of flux sensitivity (sometimes dubbed “**5 σ in 50 h**”), the required excess in 50 hours is five times the RMS of the background.



Future/New Detectors for High-Energy Photons

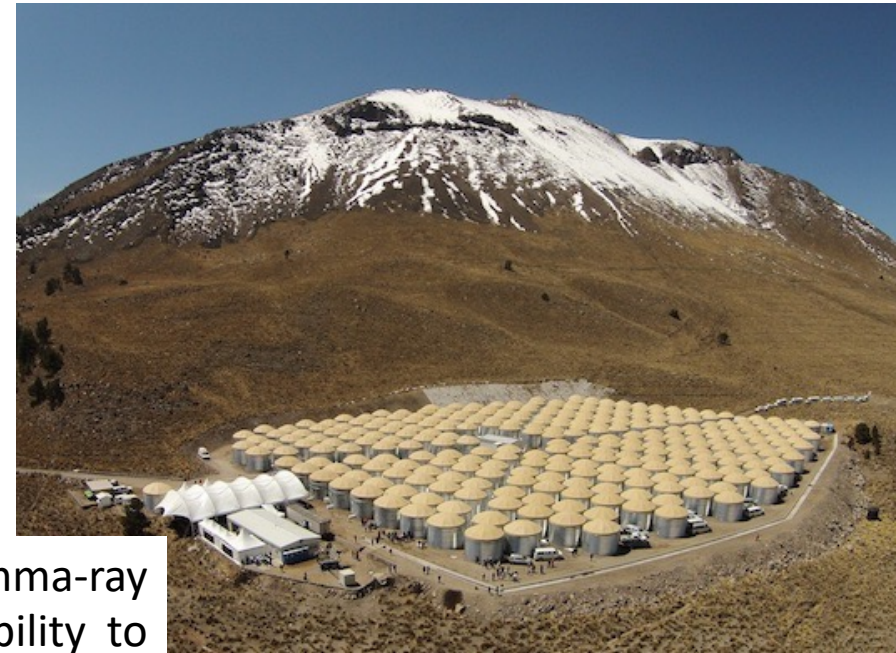


A new EAS observatory with much larger sensitivity:
the High Altitude Water Cherenkov detector **HAWC**, inaugurated in 2015.

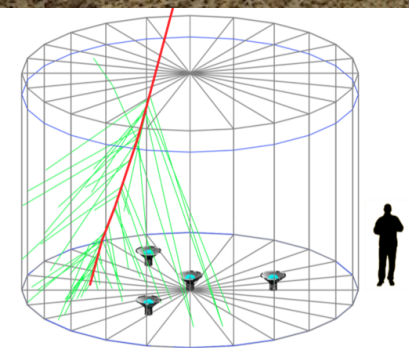
Very high-energy gamma-ray observatory located in **Mexico** at an altitude of **4100 m**.

It consists of **300 steel tanks** of **7.3 m diameter** and **4.5m deep** (filled with purified water and contains three PMT of 20 cm diameter), covering an instrumented area of about **22,000 m²**.

HAWC will detect a large ensemble of gamma-ray sources - measuring their spectra and variability to characterize TeV scale acceleration mechanisms.



Nuova proposta SWGO (con partecipazione milanese)



Future/New Detectors for High-Energy Photons



Cherenkov Telescope Array (CTA).

is expected to provide an order of magnitude improvement in sensitivity.

In the present design scenario, CTA will be deployed in two sites.

Low energy (20 GeV – 200 GeV)

4 telescopi da 23 metri

FOV: 4.5°

Medium energy (100 GeV – 10 TeV)

40 telescopi da 12 metri

FOV: 7°

High energy (few TeV – 300 TeV)

70 telescopi da 6 metri

FOV: 9°

CTA Southern Site: 4 large-size telescopes, 24 medium-size telescopes and 72 small-size telescopes (area covered by the array of telescopes: $\sim 4 \text{ km}^2$)

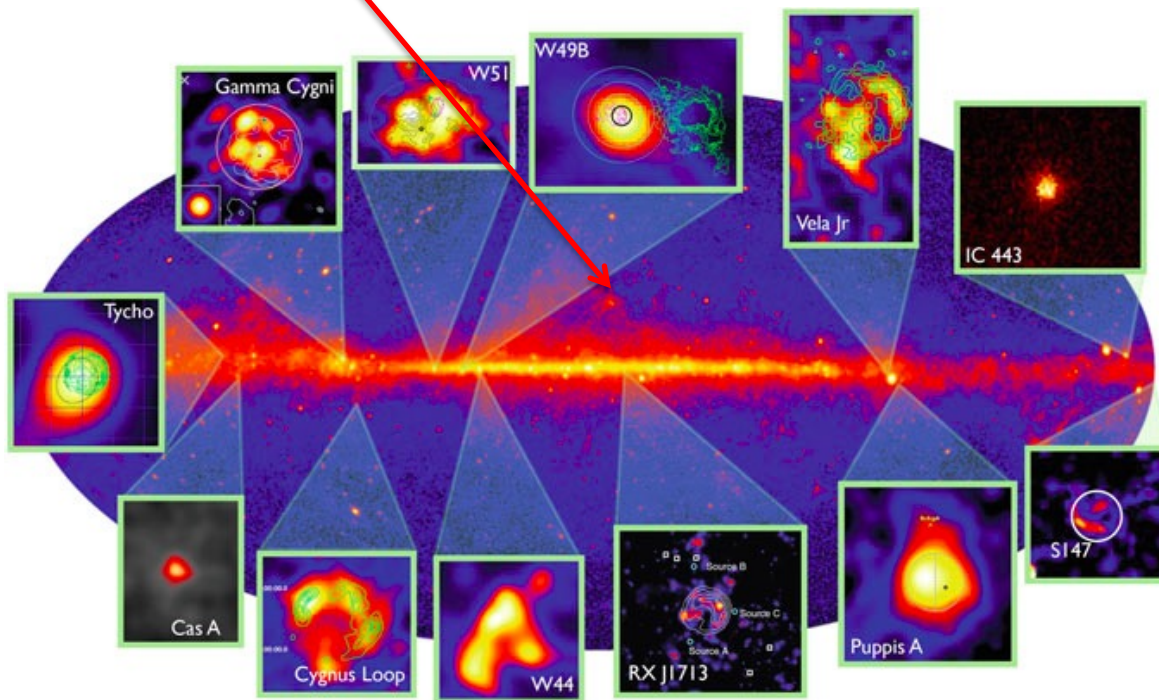
CTA Northern Site: 4 large-size telescopes and 15 medium-size telescopes (area covered by the array of telescopes: $\sim 0.4 \text{ km}^2$)



The Fermi-LAT Catalogs

[100 MeV–100 GeV]

diffuse galactic emission



The **2FGL catalog** contains **1,873 sources** detected and characterized in the 100MeV–100GeV range.

- **127** are considered as being firmly **identified**;
- **1,171** as being reliably **associated** with counterparts of known or likely γ -ray source classes:
- **575 unassociated**.

Table 8.1 Number of objects cataloged in the 2FGL

Description	Designator	Identified	Associated
Galactic sources			
Pulsar, identified by pulsations	PSR	83	–
Pulsar, no pulsations seen in LAT yet	–	–	25
Pulsar wind nebula	PWN	3	0
Supernova remnant	SNR	6	4
Supernova remnant/ Pulsar wind nebula	snr/pwn	–	58
Globular cluster	GLC	0	11
High-mass binary	HMB	4	0
Nova	NOV	1	0
Extragalactic sources			
BL Lac type of blazar	BZB	7	429
FSRQ type of blazar	BZQ	17	353
Nonblazar active galaxy	AGN	1	10
Radio galaxy	RDG	2	10
Seyfert galaxy	SEY	1	5
Active galaxy of uncertain type	AGU	0	257
Normal galaxy (or part)	GAL	2	4
Starburst galaxy	SBG	0	4
Class uncertain			1
Unassociated			575
Total		127	1746

The first section refers to galactic objects; the second to extragalactic sources; the third to objects with uncertain classification. Identified (associated) objects are indicated with capital (lower case) designators. In the case of AGN, many of the associations have high confidence

Each source can be either *associated* or *identified*
The identification is based on one of three criteria:

- Period variability;
- Spatial morphology;
- Correlated variability.

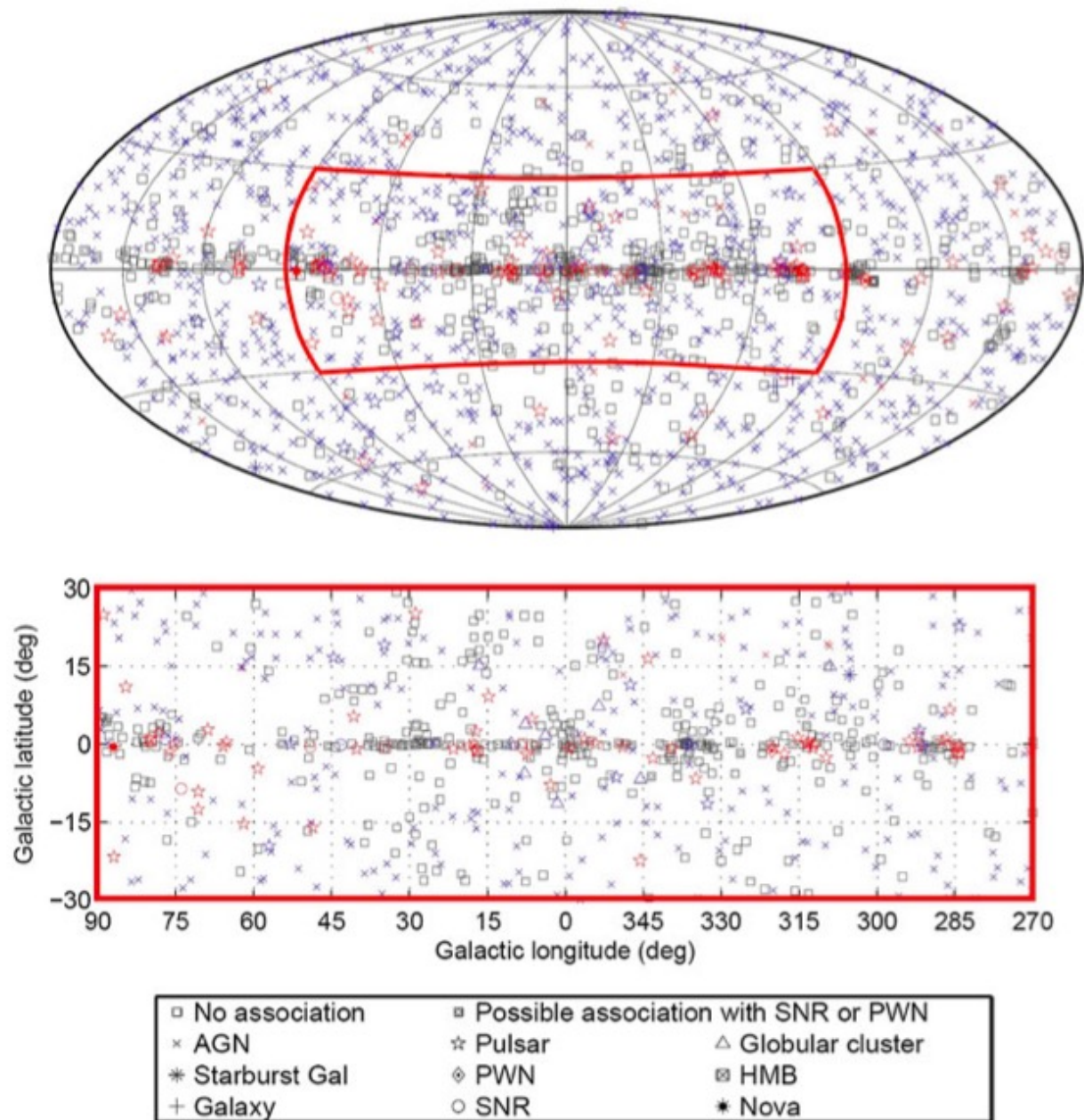


Fig. 8.7 Full sky map (*top*) and blow-up of the inner galactic region (*bottom*) showing sources by source class (refers to Table 8.1). Identified sources are shown with a *red* symbol, associated sources in *blue*. Courtesy of Fermi-LAT Collaboration



Gravitational Waves and Gamma-Rays from a Binary Neutron Star Merger: GW170817 and GRB 170817A

LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration, *Fermi* Gamma-ray Burst Monitor, and INTEGRAL
(See the end matter for the full list of authors.)

Received 2017 October 6; revised 2017 October 9; accepted 2017 October 9; published 2017 October 16

Abstract

On 2017 August 17, the gravitational-wave event GW170817 was observed by the Advanced LIGO and Virgo detectors, and the gamma-ray burst (GRB) GRB 170817A was observed independently by the *Fermi* Gamma-ray Burst Monitor, and the Anti-Coincidence Shield for the Spectrometer for the *International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory*. The probability of the near-simultaneous temporal and spatial observation of GRB 170817A and GW170817 occurring by chance is 5.0×10^{-8} . We therefore confirm binary neutron star mergers as a progenitor of short GRBs. The association of GW170817 and GRB 170817A provides new insight into fundamental physics and the origin of short GRBs. We use the observed time delay of $(+1.74 \pm 0.05)$ s between GRB 170817A and GW170817 to: (i) constrain the difference between the speed of gravity and the speed of light to be between -3×10^{-15} and $+7 \times 10^{-16}$ times the speed of light, (ii) place new bounds on the violation of Lorentz invariance, (iii) present a new test of the equivalence principle by constraining the Shapiro delay between gravitational and electromagnetic radiation. We also use the time delay to constrain the size and bulk Lorentz factor of the region emitting the gamma-rays. GRB 170817A is the closest short GRB with a known distance, but is between 2 and 6 orders of magnitude less energetic than other bursts with measured redshift. A new generation of gamma-ray detectors, and subthreshold searches in existing detectors, will be essential to detect similar short bursts at greater distances. Finally, we predict a joint detection rate for the *Fermi* Gamma-ray Burst Monitor and the Advanced LIGO and Virgo detectors of 0.1–1.4 per year during the 2018–2019 observing run and 0.3–1.7 per year at design sensitivity.

Key words: binaries: close – gamma-ray burst: general – gravitational waves

The Catalog of TeV Astronomy

145 TeV-emitting **sources** known after the ICRC-2013
The fraction of unassociated TeV sources is $\sim 20\%$.

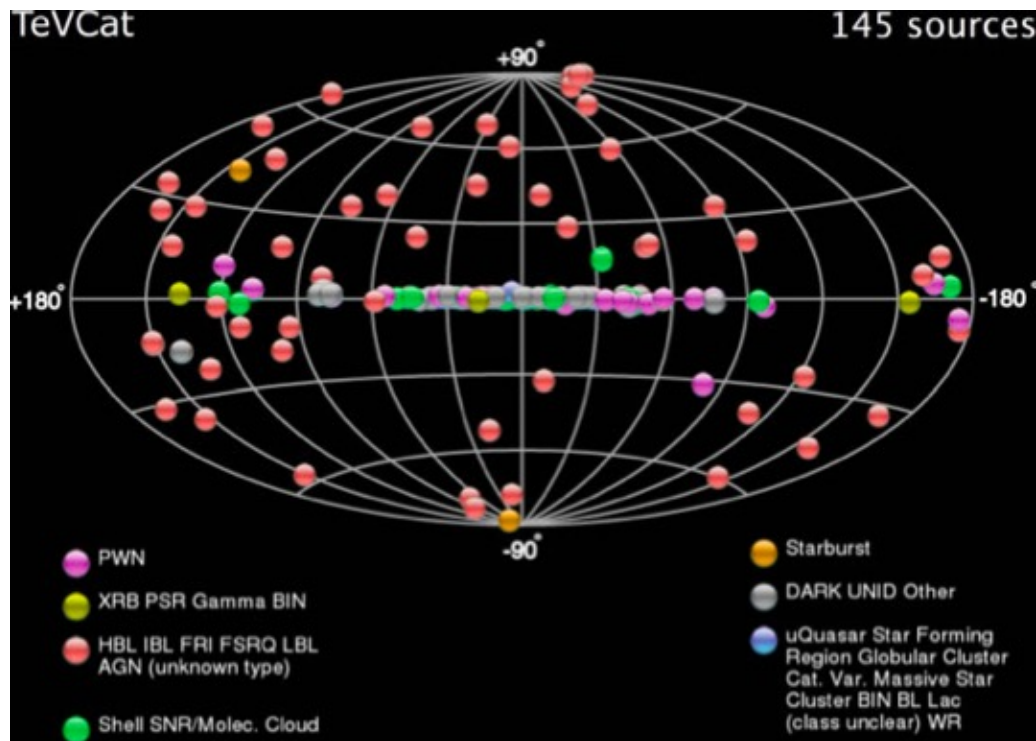
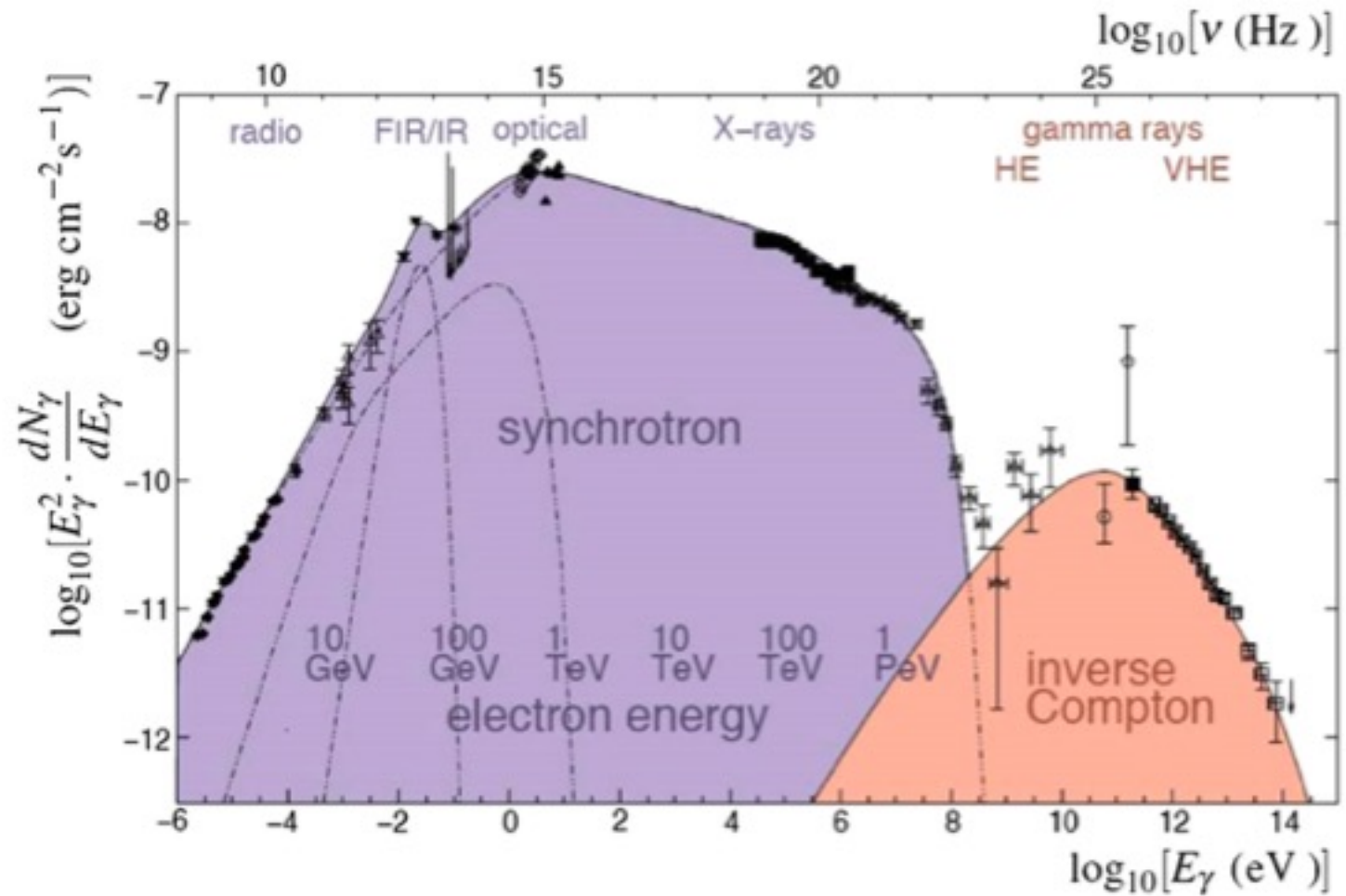


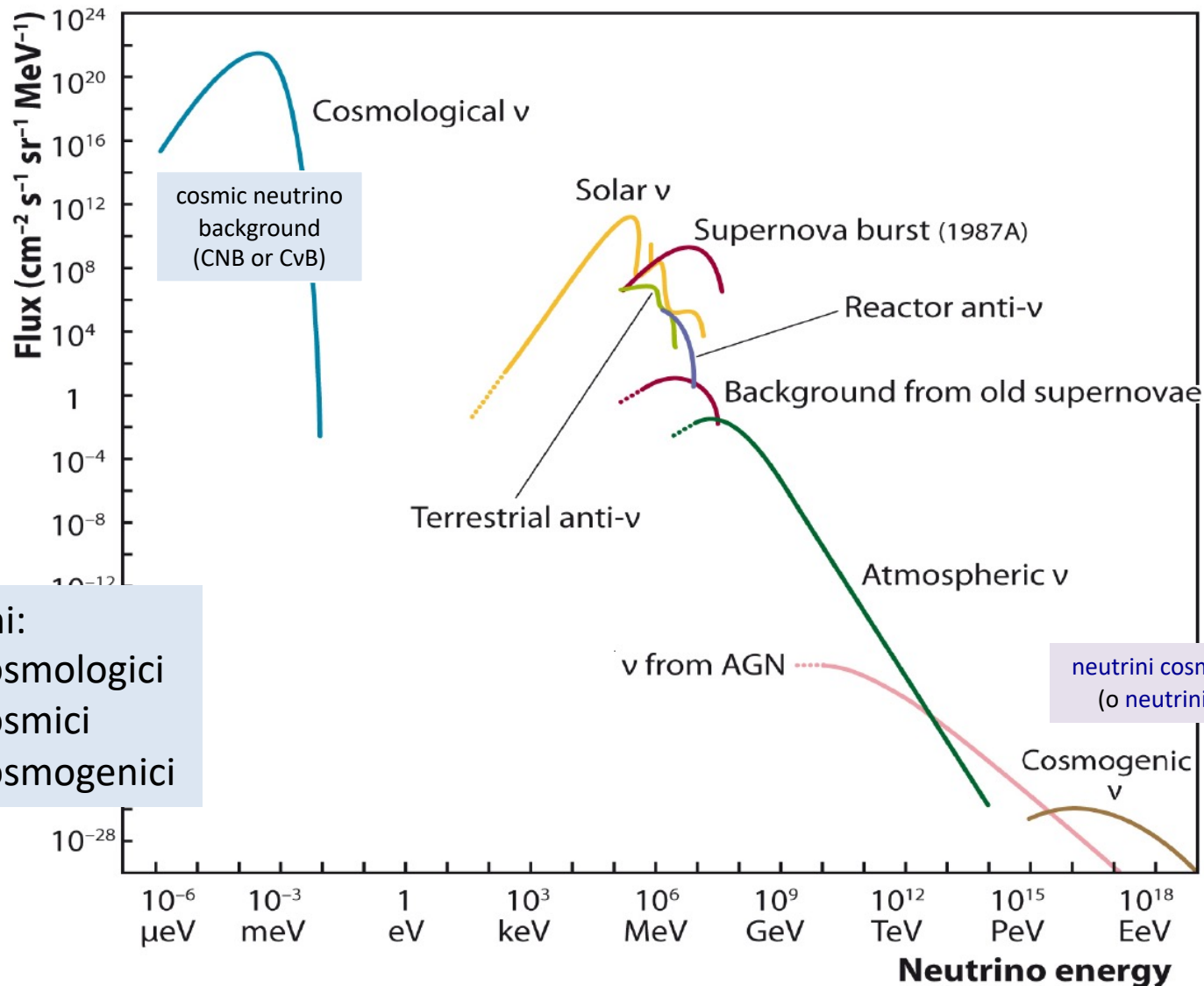
Table 9.1 Number of objects cataloged in the TeVCat in winter 2013. From <http://tevcat.uchicago.edu/>

Type	Designator	Objects	Representatives
Galactic sources			
Pulsar wind nebula	PWN	31	Crab, Geminga, Vela X
Supernovaremnant with shell	Shell	11	See Table 9.2
Supernova remnant with mol. clouds	SNR/Mol. Cloud	8	W28, W51
Binary systems	Binary	5	LS 5039, LSI +61 303
Massive star clusters, globular cl.	–	5	–
Extragalactic sources			
HBL Lac type of blazar	HBL	41	Mrk 421, Mrk 501
IBL Lac type of blazar	IBL	7	Bl Lac, W Comae
LBL Lac type of blazar	LBL	1	–
FSRQ type of blazar	FSRQ	3	3C 279
FRI type of blazar	FRI	3	Centaurus A, M87
Starburst galaxy	Starburst	2	
Unidentified	UNID	28	–
Total		145	

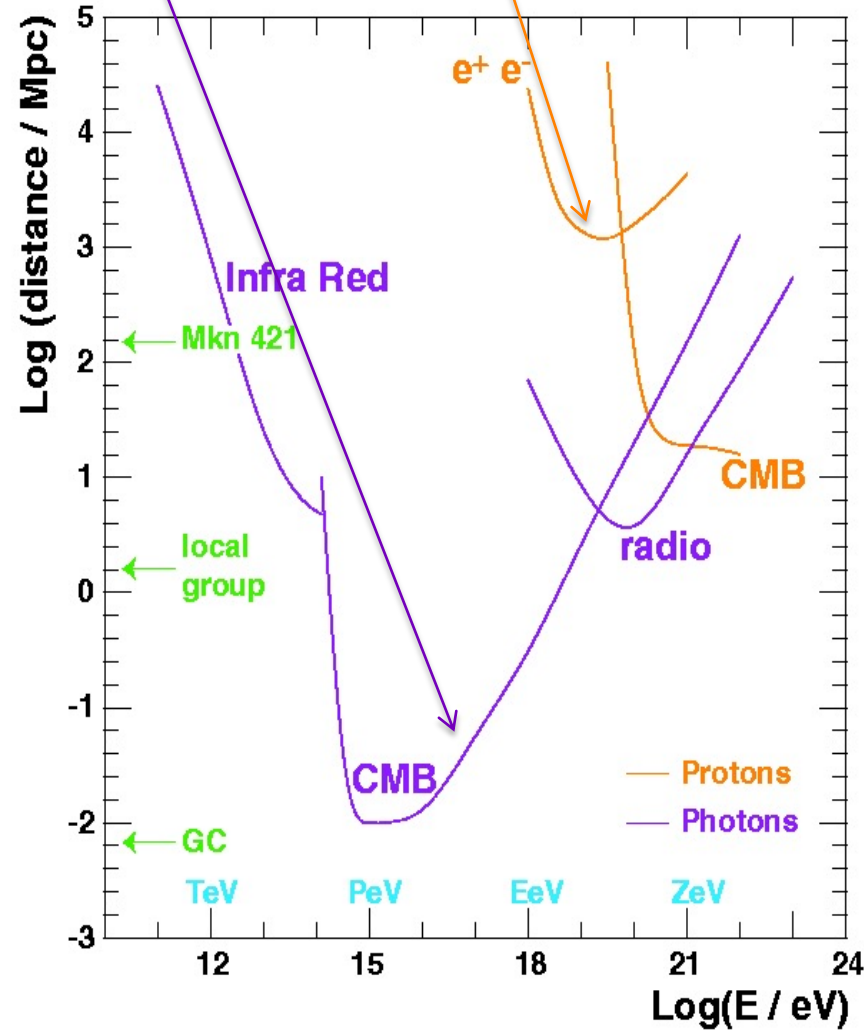
The CRAB Pulsar and Nebula



Neutrino Astronomy



Come abbiamo visto sia i **fotoni** che i **protoni/nuclei** vengono attenuati nel loro percorso.



I **neutrini**, grazie alla loro piccolissima sezione d'urto possono viaggiare quasi indisturbati

L'esistenza delle sorgenti di RC sembra garantire l'esistenza, oltre che dei raggi gamma, dei neutrini di alta energia.

$$\exists RC \Rightarrow \exists \gamma, \exists HE\nu$$

mentre

i raggi gamma possono essere prodotti sia attraverso

- *processi adronici (π^0 decay) che*
- *processi leptonici (inverse Compton, bremsstrahlung),*

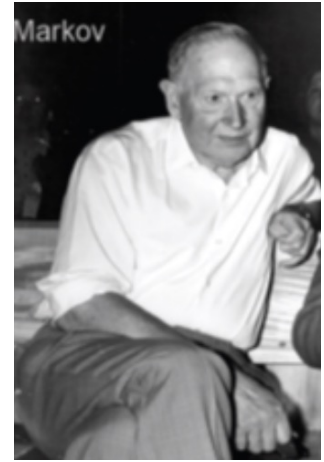
i neutrini sono prodotti solo attraverso

- *processi adronici ($\pi^+ \pi^-$ decay).*

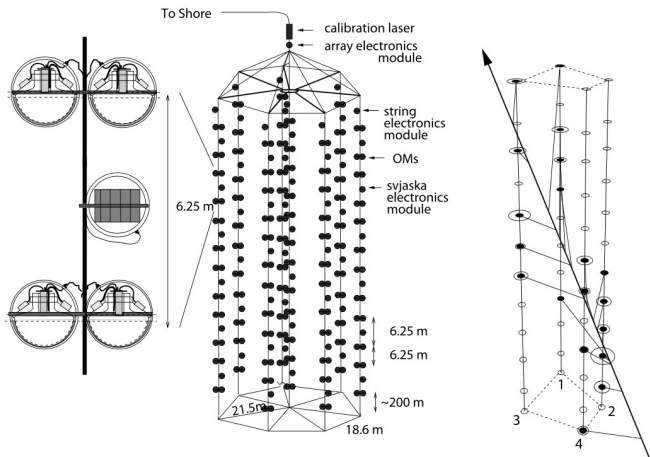
Fino ad oggi non è stata ottenuta nessuna prova conclusiva sulle sorgenti (galattiche e/o extragalattiche) in grado di accelerare i RC fino alle energie del PeV.

Ci si aspetta che la “**Neutrino Astronomy**” possa dare delle risposte decisive sulla ricerca delle sorgenti dei RC.

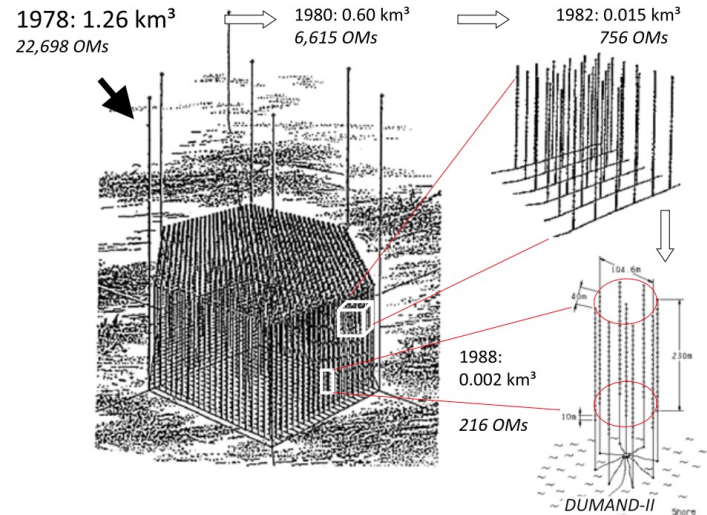
L'idea di realizzare esperimenti per **rivelare i neutrini** di alta energia fu avanzata da **M. Markov** negli anni '60 del secolo scorso.



L'idea era quella di installare **rivelatori** di grandi dimensioni nelle **profondità dei laghi o dei mari** e di rivelare la direzione delle **particelle cariche** (prodotte dall'interazione dei neutrini) attraverso la **luce Cherenkov**.



The Baikal Neutrino Telescope NT200.

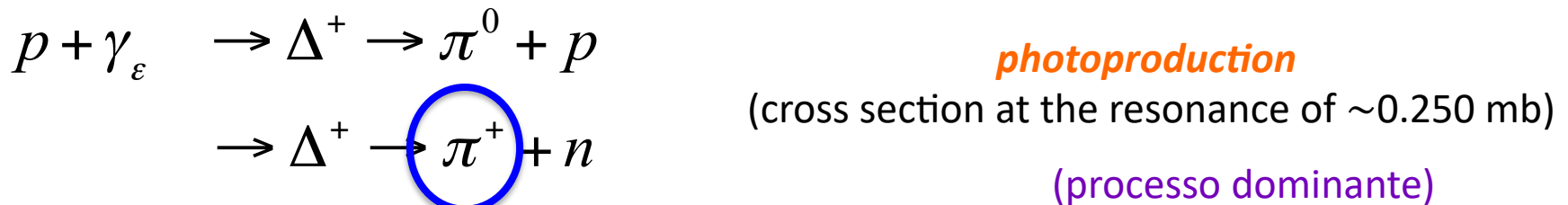


La principale **difficoltà** di questi rivelatori consiste nel separare il segnale astrofisico ricercato dai **neutrini atmosferici** prodotti dai RC nell'interazione con i nuclei dell'atmosfera

Produzione astrofisica dei neutrini di alta energia:

Abbiamo già visto come la **produzione** astrofisica dei neutrini di alta energia è data dal decadimento dei **pioni carichi** i quali sono prodotti:

1. nel **beam dump** da protoni energetici nel materiale denso
2. nella **fotoproduzione** dei CR protons interagenti coi fotoni ambiente



Nel processo di **beam dump** sono prodotti lo stesso numero di π^+ , π^- , π^0 .

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

$$\pi^+ \rightarrow \nu_{\mu} + \mu^+$$

$$\mu^+ \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} + \nu_e + e^+$$

$$\pi^- \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} + \mu^-$$

$$\mu^- \rightarrow \nu_{\mu} + \bar{\nu}_e + e^-$$

Ci sono pertanto 6 ν ogni 2 γ -rays.

Nel processo di **fotoproduzione** sono prodotti π^+ , π^0 .

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

$$\pi^+ \rightarrow \nu_\mu + \mu^+$$

$$\mu^+ \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \nu_e + e^+$$

processo dominante

Ci sono pertanto 3 ν ogni 2 γ -rays.

Nella produzione della Δ^+ , per la conservazione dell'isospin, il branching ratio per i π^0 è il doppio dei π^+ .

$$\begin{aligned} p + \gamma_\varepsilon &\rightarrow \Delta^+ \rightarrow \pi^0 + p \quad \left(B.R. = \frac{2}{3} \right) \\ &\rightarrow \Delta^+ \rightarrow \pi^+ + n \quad \left(B.R. = \frac{1}{3} \right) \end{aligned}$$

Inoltre il positrone prodotto annichilandosi genera a sua volta fotoni.

Il rapporto tra neutrini e fotoni nel processo di fotoproduzione è di **1 a 3**.

$$\frac{L_\nu}{L_\gamma} = \frac{1}{3}$$

Principio di Rivelazione dei Neutrini Cosmici

Un **rivelatore di neutrini cosmici** è costituito da una **matrice di rivelatori di luce** (PM's) installati all'**interno di un mezzo trasparente** (acqua o ghiaccio) a **grande profondità**

Interazioni dei neutrini:

I neutrini di alta energia interagiscono con un **nucleone N** di un nucleo sia attraverso

- interazioni a **Corrente Carica (CC)**

$$\nu_l + N \rightarrow l + X \quad \text{dove } l = e, \mu, \tau$$

sia attraverso

- interazioni a **Corrente Neutra (NC)**

$$\nu_l + N \rightarrow \nu_l + X$$

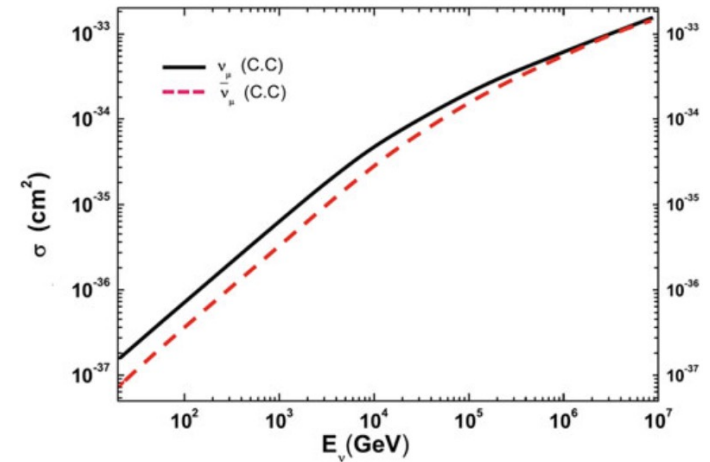
Processo ad energie molto elevate; l'interazione del neutrino avviene con un partone di N.

X è uno stato finale adronico che deve avere gli stessi numeri quantici di N.

Dal punto di vista sperimentale, si ha una **cascata adronica** con molte particelle nello stato finale dovuta all'adronizzazione del partone.

La **sezione d'urto** σ dei neutrini cresce linearmente fino a circa 10^{13} eV poi si appiattisce leggermente

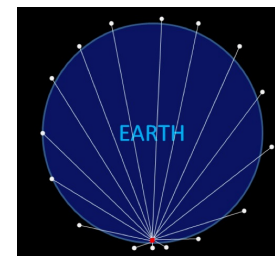
$$\sigma \propto E_\nu \quad \text{fino a } \approx 10^{13} \text{ eV}$$



Il grosso vantaggio di utilizzare i neutrini come messaggeri astrofisici risiede soprattutto nella loro piccola sezione d'urto ossia avere una grande **lunghezza di interazione** λ :

- ν_e ($E_\nu = 1$ TeV) ha una lunghezza di interazione in acqua $\lambda \approx 40$ m
- ν_μ ($E_\nu = 1$ TeV) ha una lunghezza di interazione in acqua $\lambda \approx 10^9$ m

La lunghezza di interazione diventa uguale al **diametro della Terra** per energie dell'ordine dei **200 TeV**



Path length

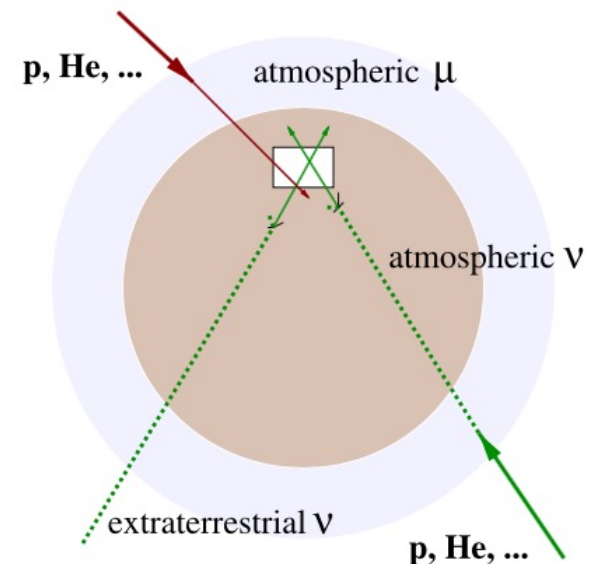
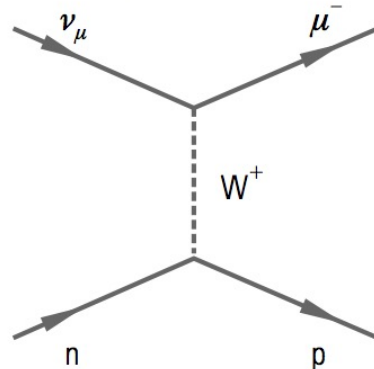


Le **particelle cariche** prodotte dalle interazioni dei neutrini viaggiano nel mezzo fino a che **decadono** o **interagiscono**.

La distanza percorsa da queste particelle cariche è detta “**path length**”; dipende dall’energia delle particelle e dalla perdita di energia nel mezzo.

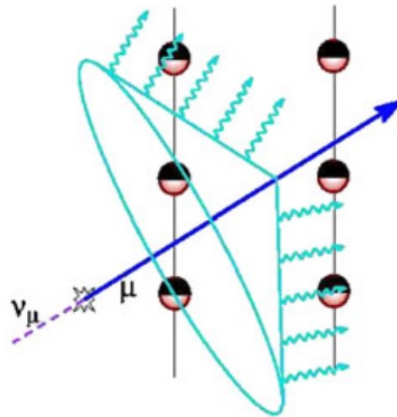
Tracce lunghe nel rivelatore o nelle sue vicinanze sono prodotte dalle interazioni CC ν_μ

(**muoni** con energie di **200 GeV** creano **tracce di ≈ 1 km**)



Il **principio di funzionamento** di un rivelatore di neutrini con energie comprese tra il **[TeV-PeV]** è basato sulla rivelazione dei fotoni prodotti dall'**effetto Cherenkov** delle particelle cariche relativistiche

La **luce Cherenkov** è rivelata da un **array tridimensionale** di tubi fotomoltiplicatori.

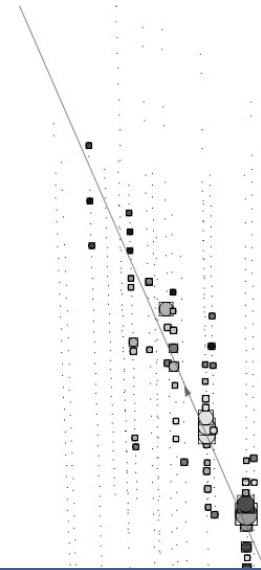


For relativistic particles in seawater ($n \simeq 1.364$) the Cherenkov angle is $\vartheta_c \simeq 43^\circ$.

The number of Cherenkov photons emitted per meter is about 3.5×10^4 .

Dal **numero di fotoni** rivelati e dal loro **tempo di arrivo** è possibile determinare:

- l'energia
- la direzione
- il sapore dei neutrini



Background nei grandi Rivelatori di Neutrini

Discutiamo le **principali sorgenti di rumore** che possono “mimare” il segnale dei neutrini cosmici ricercato.

La principale fonte di **Background** è data dai:

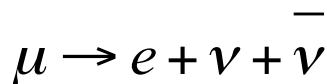
- **muoni atmosferici**
- **neutrini atmosferici**

prodotti dall'interazione dei RC con l'atmosfera.

Fino a ≈ 100 TeV i muoni e i neutrini sono prodotti principalmente dal **decadimento dei pioni** e dal **decadimento dei kaoni** ed il loro spettro è legato alla cinematica dei decadimenti.



In aggiunta, a più bassa energia, vi sono i neutrini atmosferici prodotti dal **decadimento dei muoni**.



Neutrini atmosferici

Atmospheric neutrinos represent an irreducible background in experiments aiming at the detection of cosmic neutrinos!

Conventional atmospheric neutrino flux

Il flusso dei neutrini atmosferici generato dal decadimento dei **pioni** e **kaoni** è dominato dai ν_μ ed è denominato “**flusso convenzionale dei neutrini atmosferici**” ed è misurato in $[\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{GeV}^{-1}]$

Per energie comprese tra 1-100 TeV il flusso convenzionale dei neutrini atmosferici può essere espresso attraverso una legge di potenza:

$$\frac{d\phi_\nu}{dE}(E) \propto E^{-\alpha_\nu^A} \quad \text{con} \quad \alpha_\nu^A \approx \alpha + 1$$

$\alpha \approx 2.7$ corrisponde all'indice spettrale dei RC sotto il ginocchio.

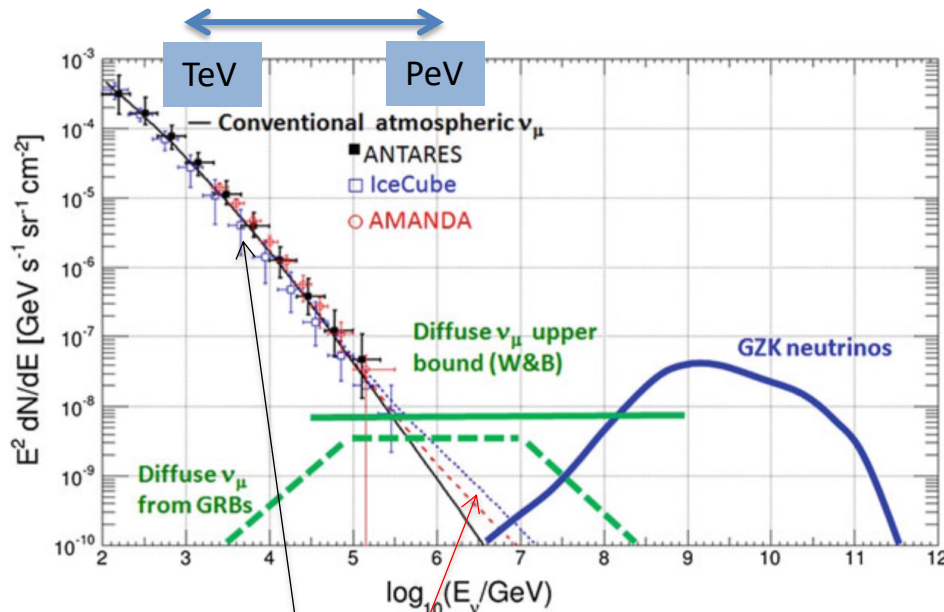
Il flusso dei ν_e ad alta energia è ridotto di più di un ordine di grandezza rispetto ai ν_μ

prompt neutrino flux

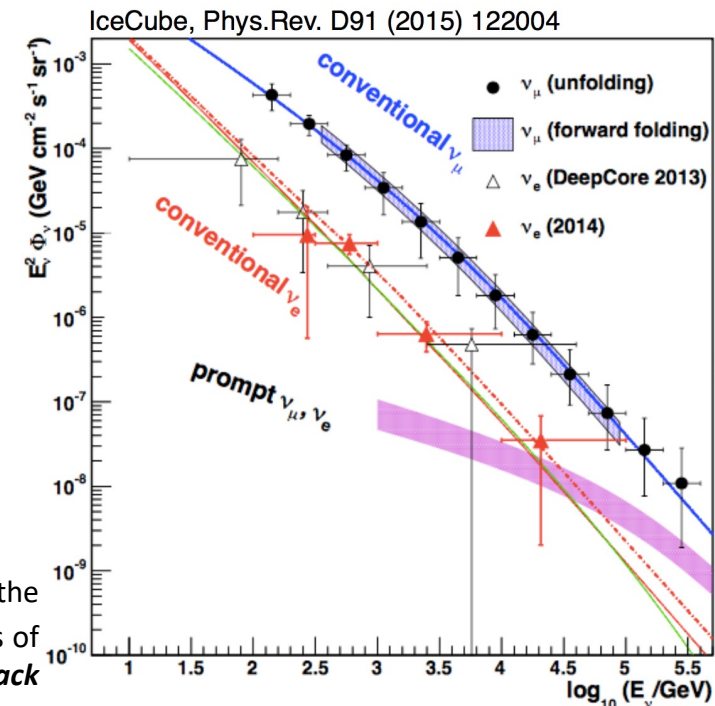
L'interazione dei RC con l'atmosfera produce anche **mesoni charmati (mesoni B,D)**.

I mesoni charmati, decadono immediatamente generando uno spettro di energia molto duro chiamato “**flusso prompt dei neutrini atmosferici**”.

Il flusso prompt dei neutrini atmosferici eccede quello convenzionale > 100 TeV



Expected neutrino fluxes from different diffuse cosmic models and the **atmospheric neutrino background**. The points represent the measurements of atmospheric $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ flux as a function of the energy by three experiments. The **black line** is the expected **conventional flux**; the **dashed red line** includes the contribution from two models of **prompt neutrinos** from charmed mesons decay.



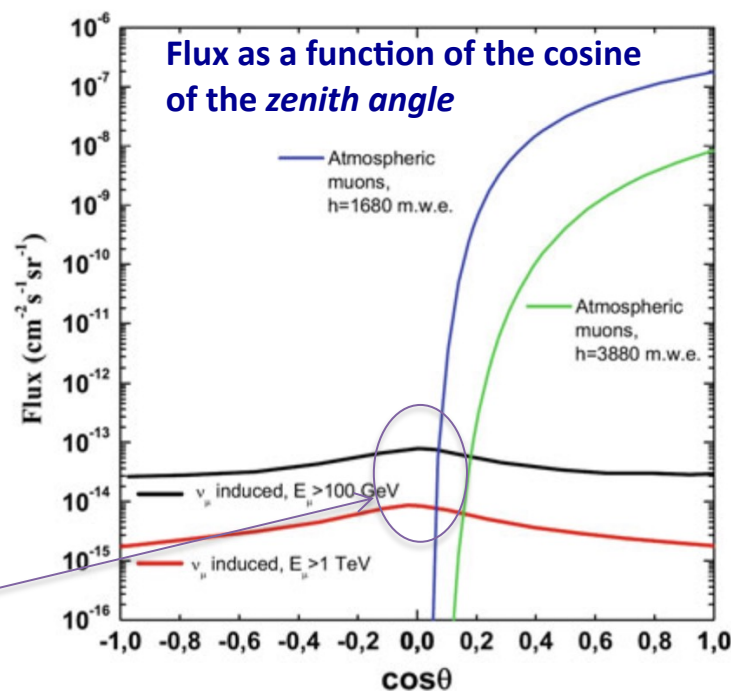
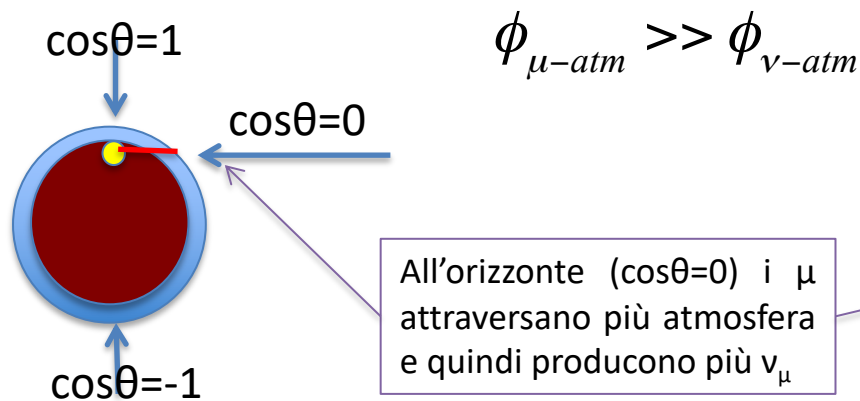
Muoni atmosferici

Downward going particles wrongly reconstructed as upward going and simultaneous muons produced by different CR primaries could mimic high-energy neutrino interactions!

I **muoni atmosferici** possono penetrare **diversi km di acqua/ghiaccio** e rappresentano il bulk degli eventi ricostruiti in qualsiasi rivelatore di neutrini di grandi dimensioni.

Per ridurre il background indotto dai muoni atmosferici occorre posizionare il rivelatore in profondità.

Il **flusso dei muoni atmosferici** (downgoing) **eccede** il **flusso dei neutrini atmosferici** di diversi ordini di grandezza



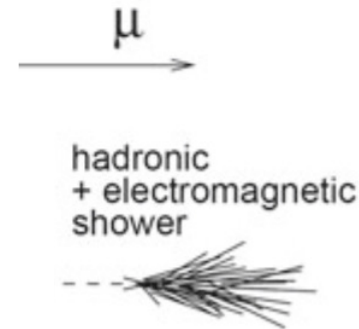
Rivelatori di Neutrini (**Neutrino Detectors**)

e

Telescopi di Neutrini (**Neutrino Telescopes**)

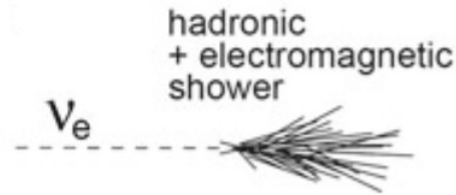
Nei grandi rivelatori di neutrini è possibile distinguere **2 diverse classi di eventi**:

- **TRACK** dovuto al passaggio di **muoni**
- **SHOWER** eventi **senza** la presenza di **muoni**



NB: Non è possibile discriminare tra neutrini e antineutrini

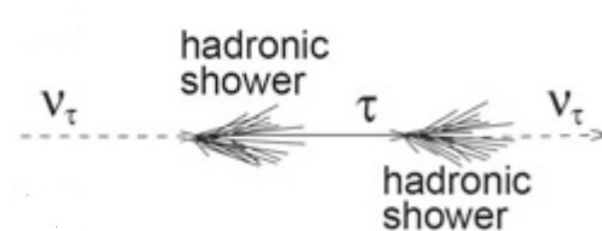
$\nu_e \nu_\mu \nu_\tau$ CC events



CC interaction of ν_e produces both an *electromagnetic shower* and a *hadronic shower*



CC interaction of a ν_μ produces a *muon* and a *hadronic shower*



CC interaction of a ν_τ produces a *τ* that decays into a ν_τ , tracing the double bang event signature

ν NC events

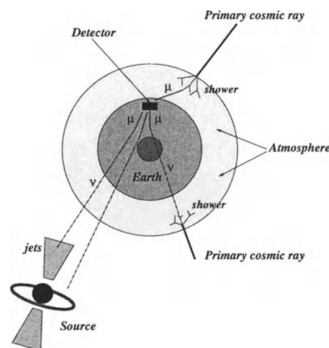


NC interaction produces a *hadronic shower*.

- In **tutti i tipi di interazioni** sono generati **sciami**
- Nelle **interazioni a CC dei ν_μ** vengono prodotte delle **tracce rilevabili**.
Questi eventi possono essere rivelati anche se l'interazione è avvenuta diversi km fuori del rivelatore (crosta terrestre)

Nei rivelatori di neutrini è possibile **discriminare il segnale cosmico dal background** in due modi possibili:

- **CAPACITA' CALORIMETRICHE** - Per **tutte le interazioni** di candidati neutrini si ricerca un eccesso di eventi al di sopra di una certa soglia. Il segnale cosmico aspettato è “harder” rispetto allo spettro dei neutrini atmosferici $\approx E^{-3.7}$.
- **CAPACITA' DI TRACCIAMENTO** - Di solito solo le **interazioni CC dei ν_μ** possono essere utilizzare per ricostruire la traccia (con una risoluzione migliore di **1°**)
→ **“neutrino telescope”**

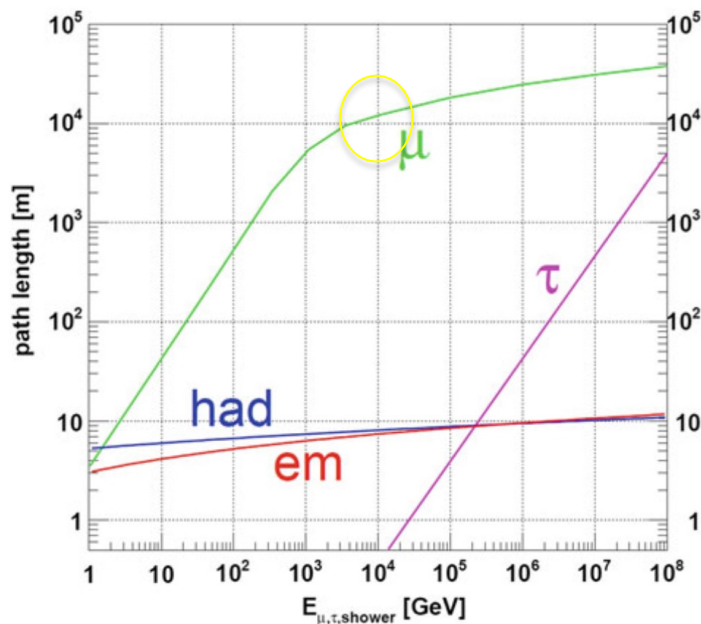


Il cielo osservato da un **Telescopio di Neutrini** è quello dell'**emisfero opposto** in quanto occorre schermare il segnale ricercato dall'enorme flusso dei muoni atmosferici



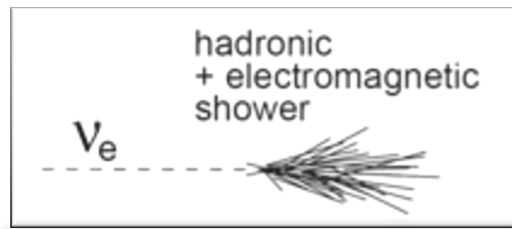
Il μ generato dall'interazione CC dei ν_μ fornisce un segnale sperimentale molto “pulito”, permettendo di ricostruirne la direzione e quindi la **direzione di arrivo del ν_μ** .

Il ν_μ , non essendo deflesso dai campi magnetici punta direttamente alla sorgente che lo ha generato.

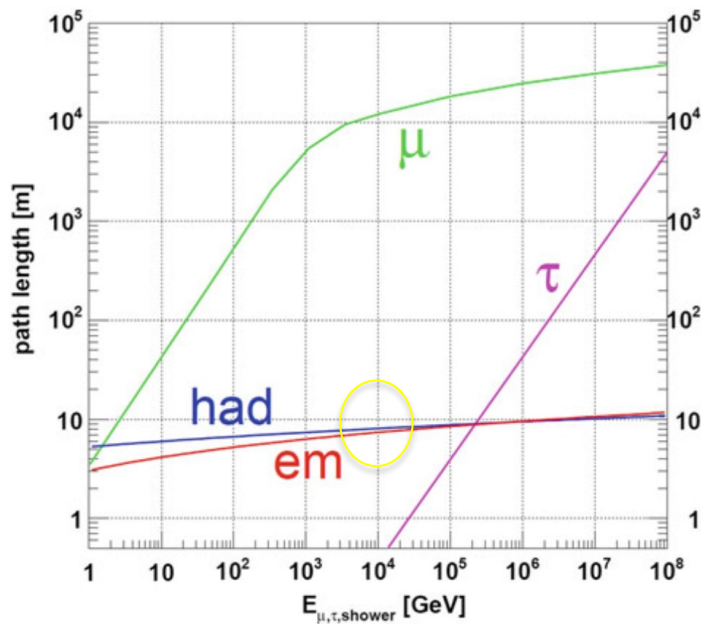


Es.:

un **muone** da **10 TeV** può attraversare **≈ 10 km** di acqua mantenendo più di 1 TeV di energia residua.



L'**e** generato dall'interazione CC dei ν_e irradia un fotone attraverso il processo di **bremsstrahlung** dopo aver attraversato qualche decina di cm (la lunghezza di radiazione in acqua è di ≈ 36 cm). Questo processo porta allo sviluppo di una **cascata elettromagnetica** la cui estensione è dell'ordine di **pochi metri**.



Es.:

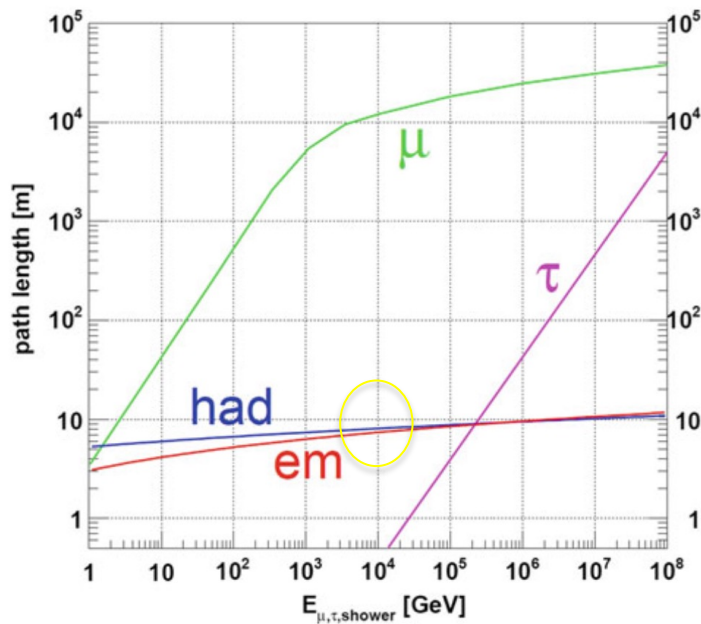
*un **elettrone** da 10 TeV genera in acqua un sciame di lunghezza di ≈ 10 m*

Dal punto di vista di un rivelatore di neutrini si tratta sostanzialmente di una emissione di luce cherenkov **puntiforme** la cui luce è emessa isotropicamente.



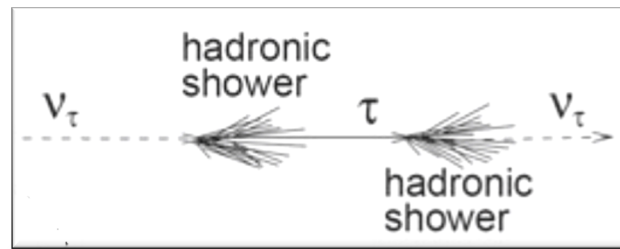
Nell'interazioni NC il segnale è lo stesso per tutti i tre tipi di neutrini.

Sebbene il segnale dovuto ad un'interazione CC dei ν_e rispetto alle interazioni NC dei ν_x sia diversa, in un rivelatore di neutrini di grandi dimensioni non è possibile distinguerli.



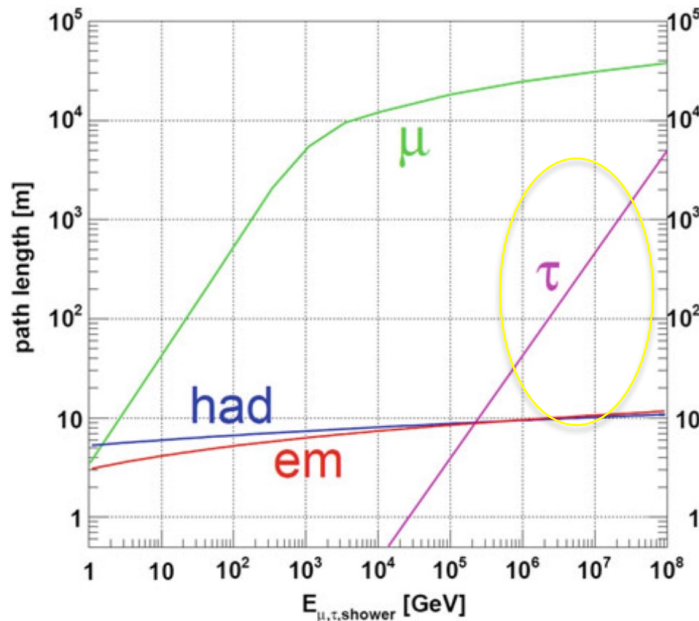
Le simulazioni MC mostrano che il profilo longitudinale degli **sciami adronici** è molto simile a quello degli **sciami elettromagnetici**

Sciame adronici $\cong$ **Sciame elettromagnetici**



Il τ generato dall'interazione CC dei ν_τ viaggia percorrendo una certa distanza dipendente dall'energia prima di decadere e produrre un secondo sciame adronico.

A) Per energie inferiori al PeV, la traccia generata dal leptone carico τ non può essere risolta (a meno che il τ non decada in un μ) e quindi l'evento appartiene alla classe degli sciame.



B) Per energie superiori al PeV la traccia del τ è sufficientemente lunga da poter essere risolta.

In questo caso gli eventi per le interazioni CC dei ν_τ sono quelli di uno **sciame** più una **traccia** seguita da un secondo **sciame**.

-> **double bang event**

Stima dei flussi di Neutrini Cosmici

La **rivelazione dei neutrini cosmici** da candidati acceleratori di RC costituisce l'evidenza "**smoking gun**" che gli adroni sono accelerati.

I **gamma-rays telescopes** forniscono preziose informazioni alla **neutrino astronomy** in quanto ci dicono **DOVE** e **QUANDO** (in caso di sorgenti transienti) cercare i neutrini cosmici.

Le caratteristiche (curve di luce e spettro energetico) di ogni sorgente gamma può essere usata per **predire il segnale dei neutrini cosmici** (hadronic γ -ray production)



Predizioni teoriche sorgenti neutrini cosmici

Ci occuperemo ora delle predizioni teoriche delle sorgenti galattiche ed extragalattiche dei neutrini cosmici basate sull'osservazione:

- dei gamma-rays
- dei flussi di RC.

A Reference Neutrino Flux from a Galactic Source

Reference neutrino flux

Se in una sorgente galattica è in atto un **meccanismo adronico** come quello che accelera i RC in una SNR si dovrebbe osservare un flusso di neutrini confrontabile con un flusso di raggi-gamma.

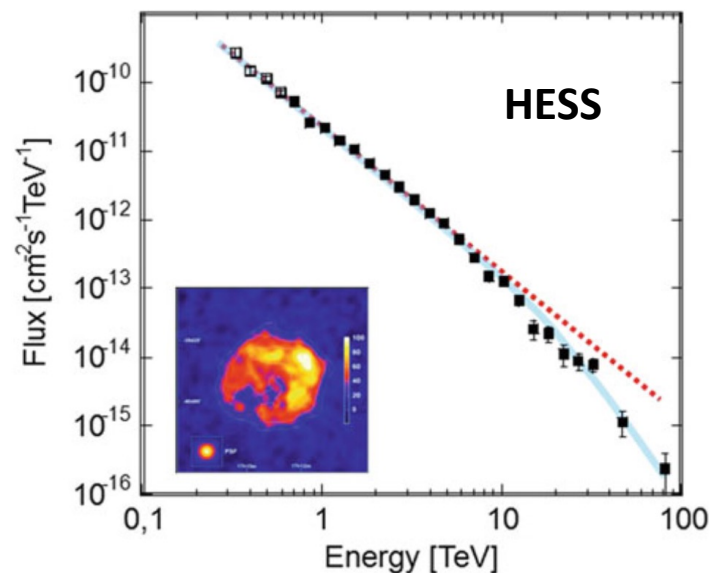
→ E' utile definire una sorta di *reference neutrino flux* per una sorgente galattica.

La **SNR RX J1713.7-3946** è stata oggetto di un lungo dibattito sulla natura del processo (leptonico o adronico) che origina i raggi gamma

Lo **spettro** osservato (da HESS) può essere fittato attraverso una power-law con un cutoff esponenziale:

$$E^2 \frac{d\phi_\gamma}{dE} = \phi_\gamma^0 \exp \left[\left(-\frac{E}{E_c} \right)^{\frac{1}{2}} \right]$$

dove $\phi_\gamma^0 = 1.8 \cdot 10^{-11} \text{ TeV s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ e $E_c = 3.7 \text{ TeV}$



A partire dallo flusso di raggi gamma misurato da HESS è possibile ottenere previsioni sullo spettro dei neutrini.

Abbiamo visto come in un'interazione protone-protone vengono creati lo stesso numero di π^0, π^+, π^- , **2γ** sono generati dal pione neutro mentre i pioni carichi generano 6ν di cui (tenendo conto delle oscillazioni – vedi più avanti - $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 1 : 1 : 1$) **$2\nu_\mu$** . Pertanto ci aspettiamo lo **stesso numero di gamma e di neutrini muonici**.

Da considerazioni cinematiche si trova che: $\phi_{\nu_\mu}(E) \approx \frac{1}{2} \phi_\gamma(E)$

da cui si deduce:

$$\frac{d\phi_\nu}{dE_\nu} = \phi_\nu^0 E_\nu^{-2} \approx 10^{-11} E_\nu^{-2} \text{ TeV s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$$

reference neutrino flux

$$10^{-11} \text{ TeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} = 1 \text{ C.U. (Crub Unit)}$$

Extragalactic Diffuse Neutrino Flux

Abbiamo visto che gli UHE-RC sono di origine extragalattica e verosimilmente prodotti da AGN e GRB.

→ Ci aspettiamo pertanto un flusso di **neutrini cosmici extragalattici**

Per predire il possibile **flusso diffuso di neutrini extragalattici** seguiamo il metodo proposto da Waxman and Bahcall nel 1998

Calcoliamo dapprima l'**emissione degli UHECR nell'Universo**.

Abbiamo visto che la **densità di energia dei RC** può essere scritta (trascurando i fattori costanti):

$$\rho(> E) \propto \int E \phi_{CR}(E) dE = E^2 \phi_{CR}(E)$$

Abbiamo visto che il flusso differenziale $\phi_{CR}(E)$ decresce di circa 28 ordini di grandezza quando l'energia minima cresce da 10^9 eV a 10^{19} eV. Più precisamente il fattore è pari a $1.4 \cdot 10^{28}$.

Indicando con $E_1=10^{19}$ eV e $E_0=10^9$ eV e ricordando che $\rho_{CR} \approx 1$ eV/cm³ da E_0 in su, abbiamo:

$$\frac{\rho(> E_1)}{\rho(> E_0)} = \left(\frac{E_1}{E_0} \right)^2 \cdot \frac{\phi_{CR}(E_1)}{\phi_{CR}(E_0)}$$

ed inserendo i valori numerici si ottiene:

$$\rho(E > 10^{19} \text{ eV}) = 1 \frac{\text{eV}}{\text{cm}^3} \cdot (10^{10})^2 \cdot (1.4 \cdot 10^{-28}) \approx 1.4 \cdot 10^{-8} \frac{\text{eV}}{\text{cm}^3}$$

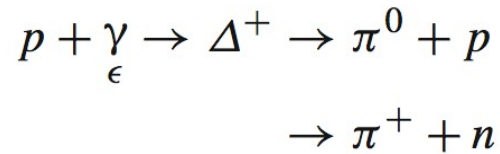
Densità CR totale

$$\rho_{CR}(E) \approx 1 \frac{\text{eV}}{\text{cm}^3}$$

Densità CR con $E > 10^{19}$ eV

$$\rho_{CR}(E > 10^{19} \text{ eV}) \approx 1.4 \cdot 10^{-8} \frac{\text{eV}}{\text{cm}^3}$$

Abbiamo visto come una frazione di questi UHECR subirà interazione di **fotoproduzione alle sorgenti**,



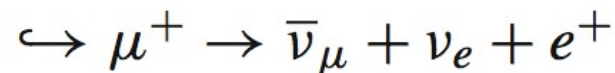
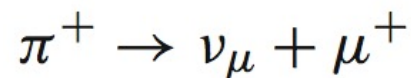
ed una frazione della loro energia sarà trasferita ai **raggi gamma** e **neutrini** secondari.

Abbiamo visto che nel processo di fotoproduzione la luminosità dei raggi gamma è il triplo della luminosità dei neutrini.

$$\frac{L_\nu}{L_\gamma} = \frac{1}{3}$$

Ciò significa che ai neutrini è trasferito circa **1/4** dell'energia dei RC.

Noi siamo interessati ai **neutrini muonici** (somma dei neutrini muonici e anti-neutrini muonici) che corrispondono a **2/3** dei neutrini emessi



Pertanto avremo:

Converte la densità
numerica in flusso

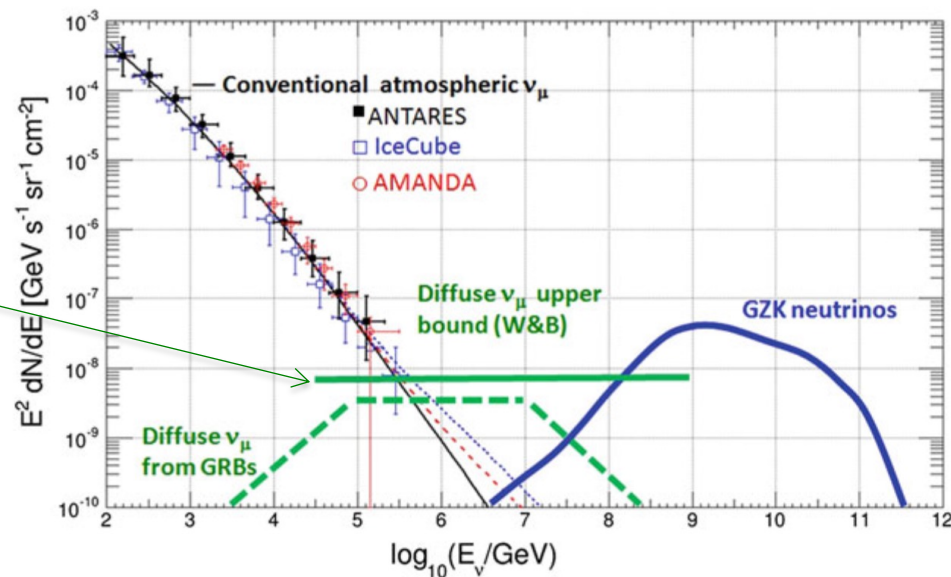
$$\left[E^2 \phi_{\nu_\mu}(E) \right]_{\max} \approx \left(\frac{2}{3} \right) \left(\frac{1}{4} \right) \left(\frac{c}{4\pi} \right) \rho(E > 10^{19} \text{ eV}) = 0.6 \cdot 10^{-8} \frac{\text{GeV}}{\text{cm}^2 \text{ s sr}}$$

Questo valore deve essere corretto per tener conto

- a) della perdita di energia dei neutrini dovuta al **red shift**
- b) delle **oscillazioni** dei neutrini

Questi due effetti portano il valore a:

$$\left[E^2 \phi_{\nu_\mu}(E) \right]_{\max} \approx 0.9 \cdot 10^{-8} \frac{\text{GeV}}{\text{cm}^2 \text{ s sr}}$$



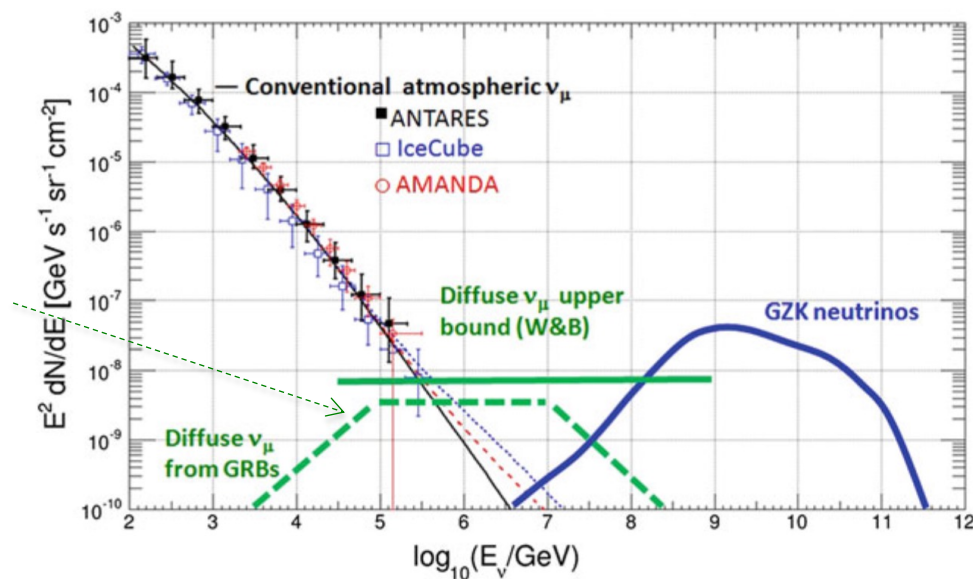
Il flusso diffuso di neutrini cosmici eccede quello dei neutrini atmosferici per energie superiori ai 100 TeV.

Neutrinos from GRBs

I Gamma Ray Burst sono stati proposti come possibili sorgenti di RC sopra i 10^{18} eV.

Si prevede quindi emissione di neutrini cosmici il cui spettro è:

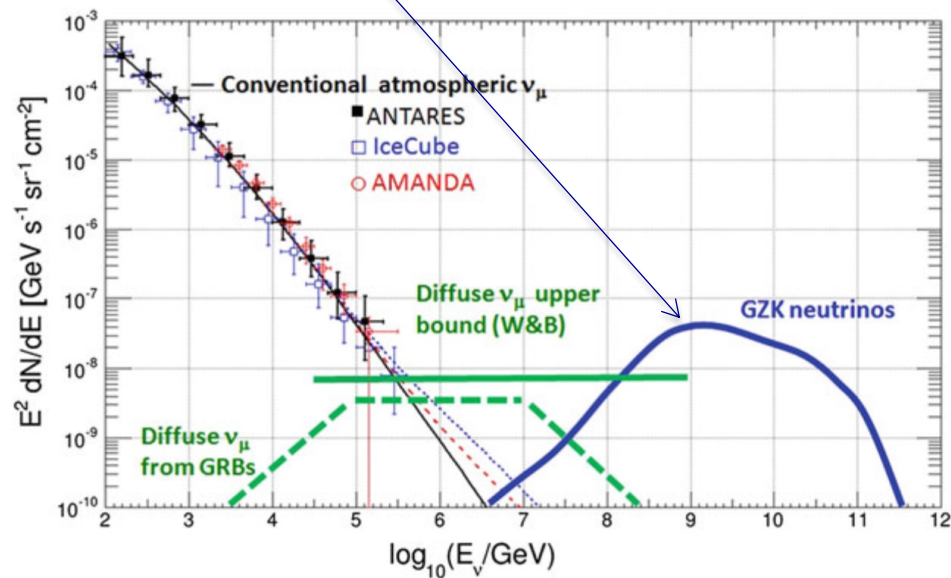
$$\left[E^2 \phi_{\nu_\mu}(E) \right]_{\max}^{GRB} \approx 3 \cdot 10^{-9} \frac{GeV}{cm^2 s sr}$$



Cosmogenic Neutrinos

A causa dell'effetto GZK **Berezinsky and Zatsepin** nel 1969 predissero l'esistenza di **neutrini cosmogenici** (o **neutrini GZK**) prodotti dall'interazione dei UEHCR con la CBM (e altri photon field) durante la loro propagazione.

Il flusso dei neutrini muonici + antineutrini muonici è piccato al valore di 10^{18} eV e decresce sia a più bassa energia che a più alta energia.



km³-Scale Telescopes

$$\frac{d\phi_\nu(E_\nu)}{dE_\nu} \approx 10^{-11} E_\nu^{-2} \text{ TeV s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$$

Partendo dal valore del **reference neutrino flux per una sorgente galattica** calcolato precedentemente, cerchiamo di dedurre

- A) il **volume** che deve avere un **rivelatore di neutrini cosmici** e
- B) quanto **densa** deve essere la **matrice di fotomoltiplicatori**.

Consideriamo le interazione dei ν_μ al di fuori del volume “equipaggiato” del Telescopio di Neutrini.

Possiamo esprimere il **Rate di eventi** durante un tempo di osservazione T nel seguente modo:

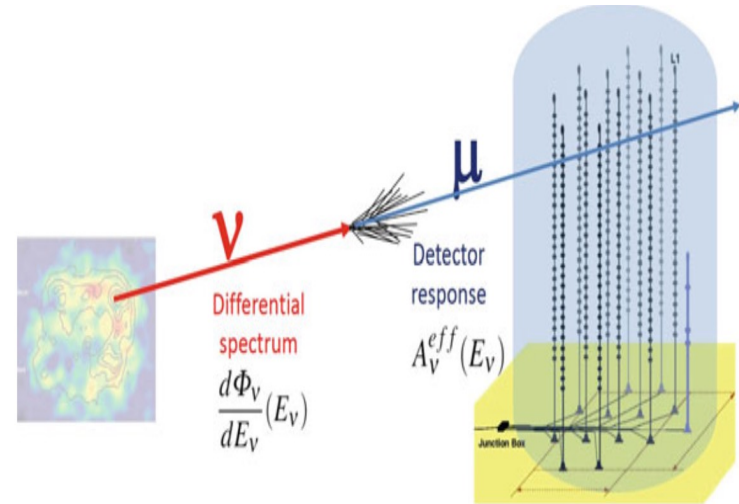
$$\frac{N_\nu}{T} = \int \frac{d\phi_\nu(E_\nu)}{dE_\nu} \cdot A_\nu^{\text{eff}}(E_\nu) dE_\nu$$

$$A_\nu^{\text{eff}}(E_\nu) \quad [cm^2]$$

Rappresenta l'**Area effettiva** del rivelatore e raccoglie tutti i suoi parametri.

Un evento per essere rivelato occorre che :

- Il ν_μ deve sopravvivere all'assorbimento delle Terra e interagire sufficientemente vicino al rivelatore;
- Il μ generato deve raggiungere il volume "equipaggiato";
- Il μ generato deve produrre sufficiente luce per triggerare il rivelatore al fine di ricostruire la traccia.



L'area effettiva risulta essere:

$$\text{Area effettiva: } A_V^{\text{eff}}(E_V) = A \cdot P_{\nu\mu}(E_V, E_{\text{tht}}^\mu) \cdot \varepsilon \cdot e^{-\sigma(E_V)\rho N_A Z(\vartheta)}$$

$$A [cm^2]$$

E' la **proiezione geometrica** della superficie del rivelatore

$$P_{\nu\mu}(E_\nu, E_{thr}^\mu)$$

Rappresenta la **probabilità** che un neutrino con energia E_ν **produca un muone** con una energia residua sopra soglia E_{thr}^μ

$$P_{\nu\mu}(E_\nu, E_{thr}^\mu) = N_A \int_0^{E_\nu} \frac{d\sigma_\nu}{dE_\mu}(E_\mu, E_\nu) \cdot R_{eff}(E_\mu, E_{thr}^\mu) dE_\mu$$

Sezione d'urto differenziale del neutrino per la produzione di un muone con energia E_μ

Range del muone di energia E_μ che arriva al rivelatore con energia E_{thr}^μ

Queste quantità possono essere ottenute con

- a) **approssimazioni analitiche** oppure tramite
- b) **simulazione MonteCarlo**.

Nel range energetico di nostro interesse TeV-PeV si ha:

$$P_{\nu\mu}(E_\nu, E_{thr}^\mu) \approx 1.3 \cdot 10^{-6} E_\nu^{0.8} \quad \text{per } E_\nu \in [1\text{TeV} - 1\text{PeV}]$$

$$\varepsilon = \varepsilon_t \cdot \varepsilon_r \cdot \varepsilon_c$$

Corrisponde alla **frazione di muoni** con energia E_{thr}^μ che sono **rivelati**.

ε_t Efficienza di trigger

ε_r Efficienza di ricostruzione

ε_c Probabilità di passare i tagli di selezione nell'analisi

Il valore di ε è determinato attraverso dettagliate **simulazioni MonteCarlo** che prendono in considerazione tutti gli aspetti del rivelatore.

$$e^{-\sigma(E_\nu)\rho N_A Z(\vartheta)}$$

Questo termine tiene conto dell'**assorbimento dei neutrini nell'attraversare la Terra**

$\sigma(E_\nu)$ è la sezione d'urto totale del neutrino

ρN_A è la densità di nucleoni bersaglio

$Z(\theta)$ è il cammino nella Terra – Al *Nadir*: $Z(0)=6.4 \cdot 10^8$ cm

Per **risolvere** analiticamente il valore di $\frac{N_\nu}{T}$ facciamo l'ipotesi semplificata

assumendo che i muoni che arrivano al rivelatore con un'energia residua > 1 TeV abbiano una probabilità **constate** ϵ di produrre abbastanza luce da poter triggerare, essere ricostruiti e passare i criteri di selezione nell'analisi.

Sotto queste ipotesi si ha:

$$\frac{N_\nu}{T} = \int_{1\text{ TeV}}^{1\text{ PeV}} \left(\phi_\nu^0 E_\nu^{-2} \right) \cdot A \cdot \left(1.3 \cdot 10^{-6} \cdot E_\nu^{0.8} \right) \cdot \epsilon \, dE_\nu = 0.5 \cdot 10^{-16} \cdot A \cdot \epsilon \quad \left[cm^{-2} s^{-1} \right]$$

Per un rivelatore con

A = 1 km² e

$\epsilon=0.1$

si ci si aspetta un numero di **eventi da neutrini di ≈ 1.5 all'anno.**

Neutrino Telescopes

I primi sforzi risalgono agli inizi degli anni 70 con una collaborazione Americana-Sovietica. A causa dell'occupazione dell'Afghanistan si ebbero due progetti separati:

- **DUMAND** al largo delle Hawaii
- **BAIKAL** nel lago Baikal in Siberia

Il progetto DUMAND venne cancellato nel 1995 a causa di insormontabili problemi legati alla tecnologia in mare aperto.

BAIKAL iniziò la presa dati nel 1993; a questo telescopio di neutrini se ne affiancò un altro

- **AMANDA** al polo sud

I Telescopi a Neutrini attualmente in funzione sono:

- **ICECUBE** al polo sud
- **ANTARES** nel mediterraneo

South Pole



Dark sector

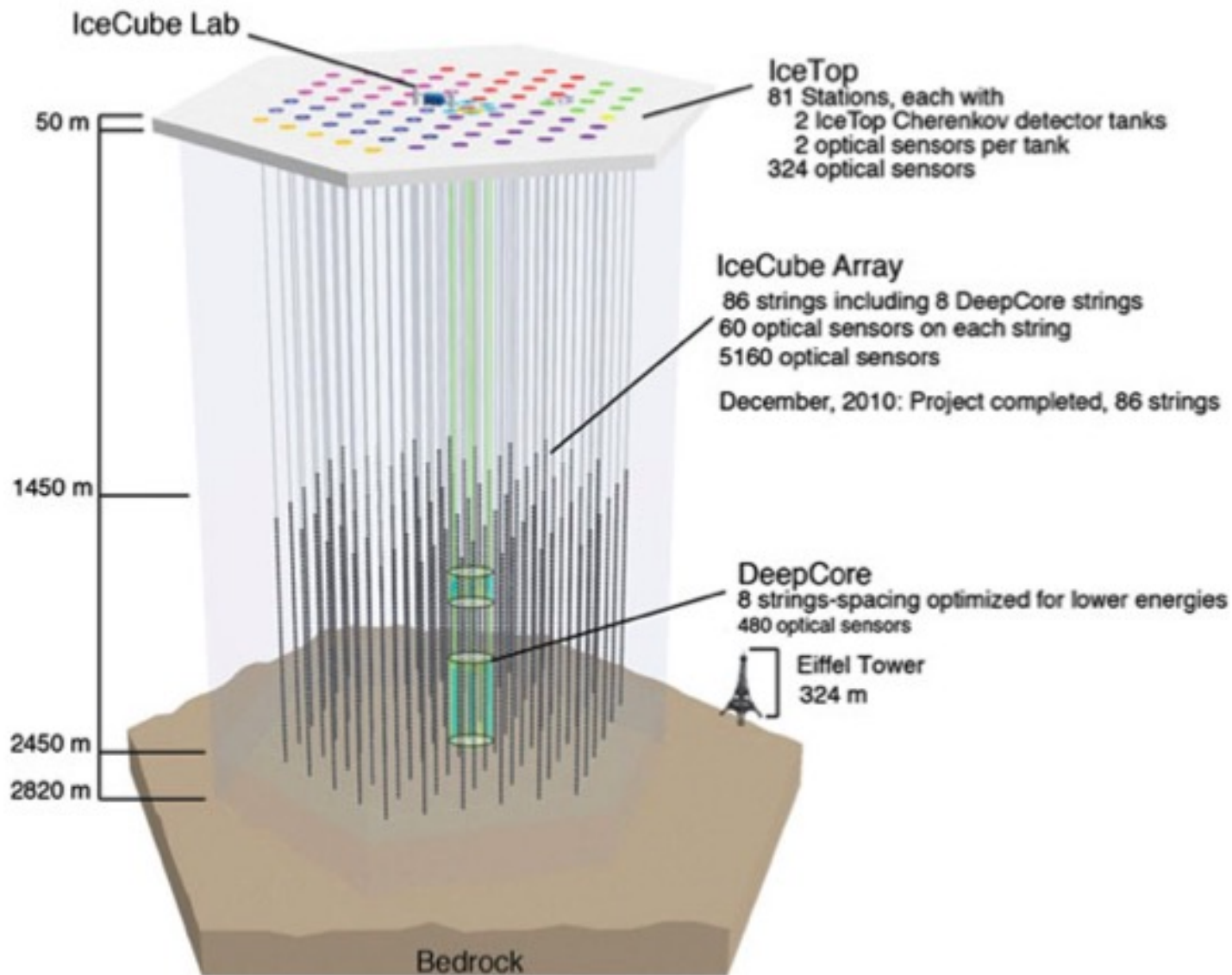
Skiway

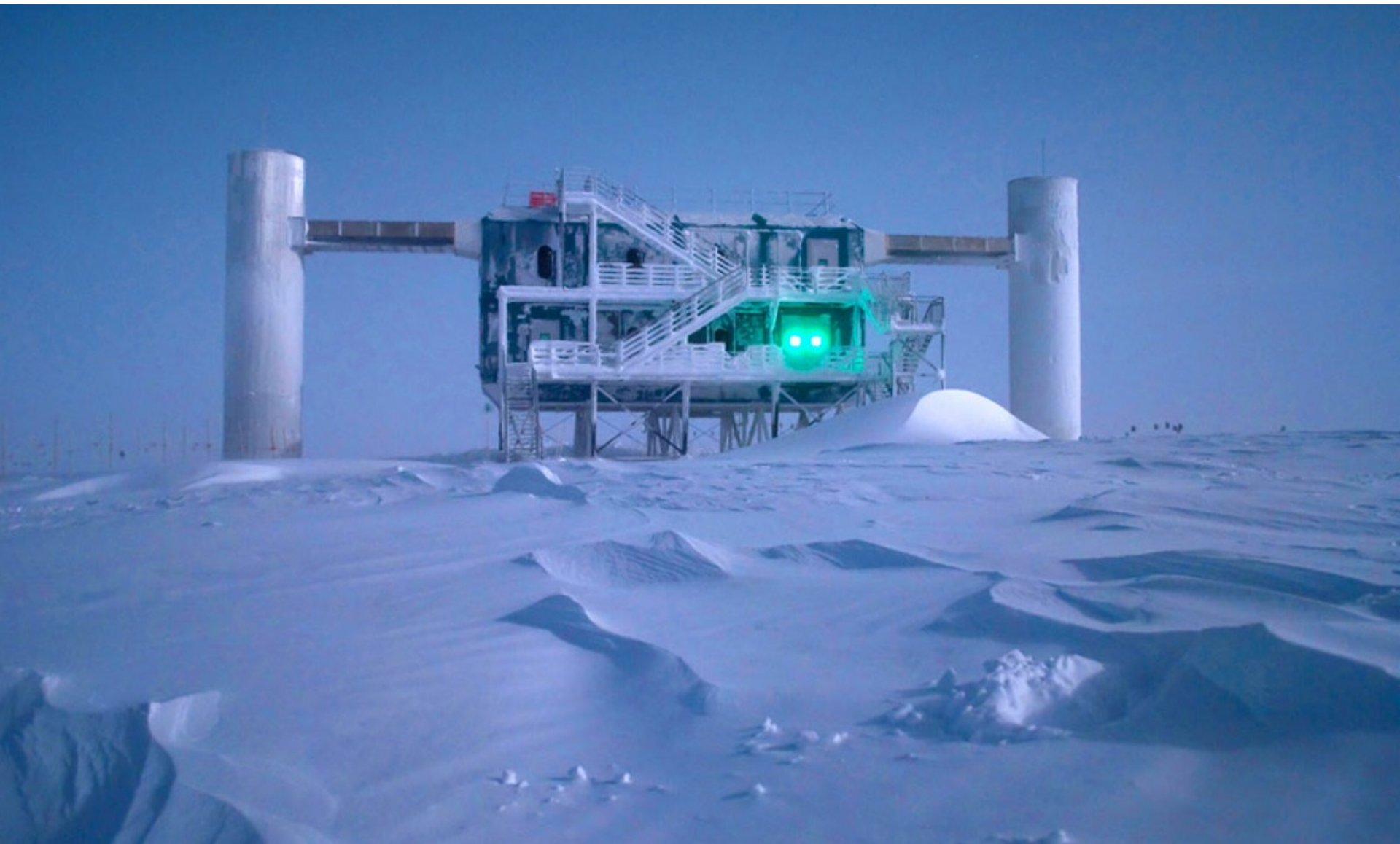
AMANDA

Dome

IceCube

Planned Location 1 km east





IceCube



IceTop



The Enhanced Hot Water Drill (EHWD)

Drill camp (5 MW hot water heater)

Hose Reel

Hot water hoses (2)

IceTop Tanks
(w/ sun shield)

Drill head

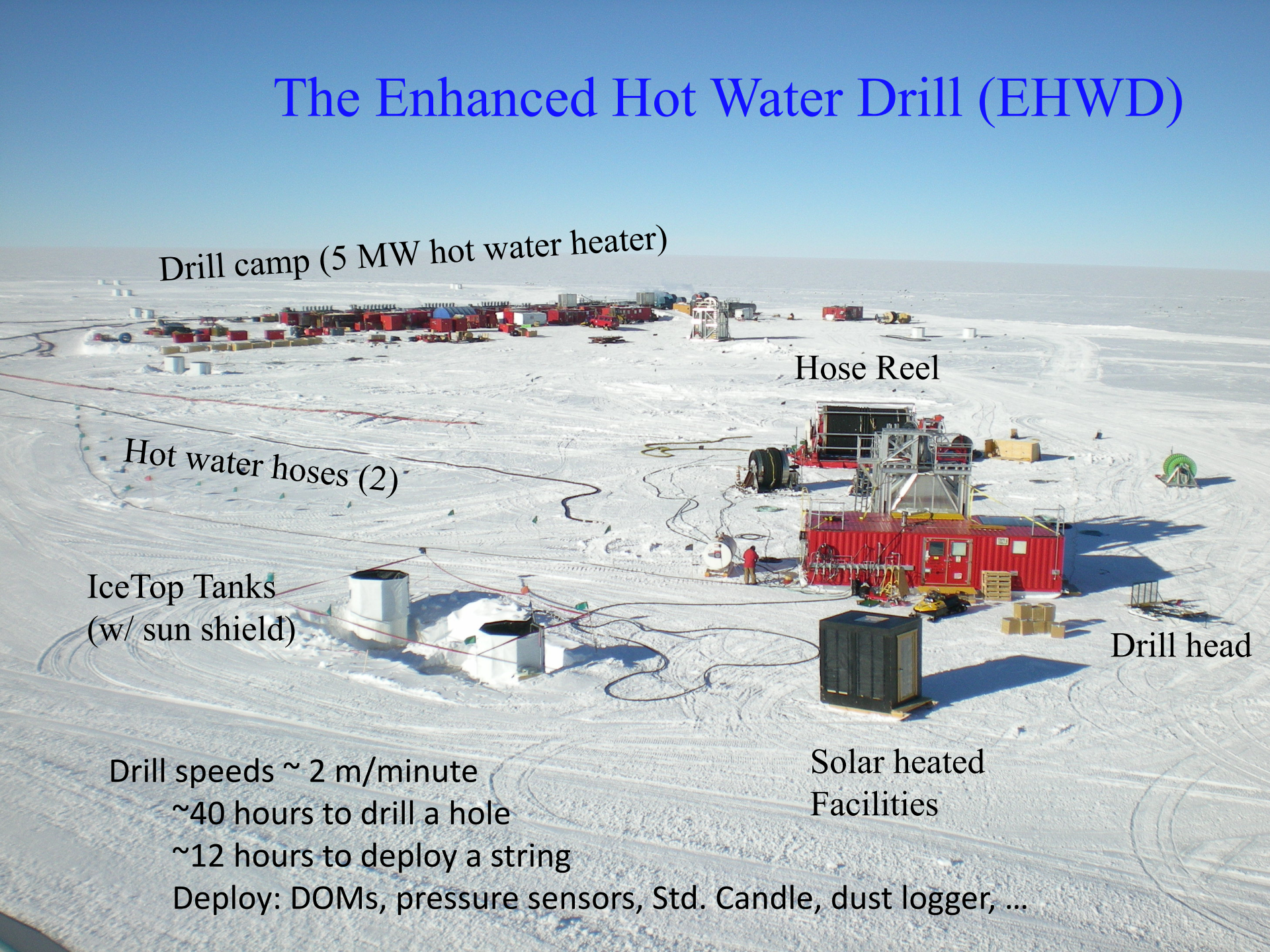
Drill speeds ~ 2 m/minute

~40 hours to drill a hole

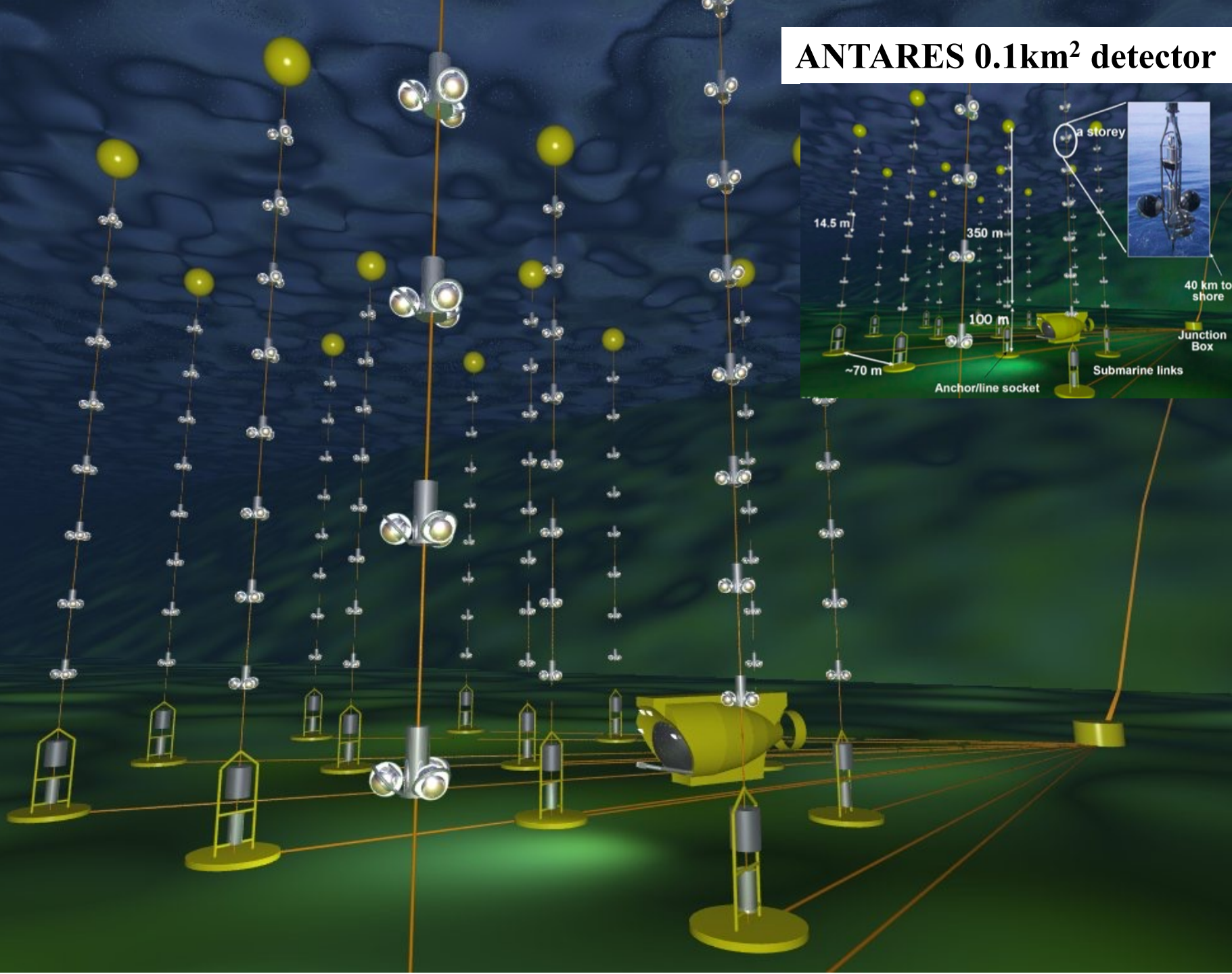
~12 hours to deploy a string

Deploy: DOMs, pressure sensors, Std. Candle, dust logger, ...

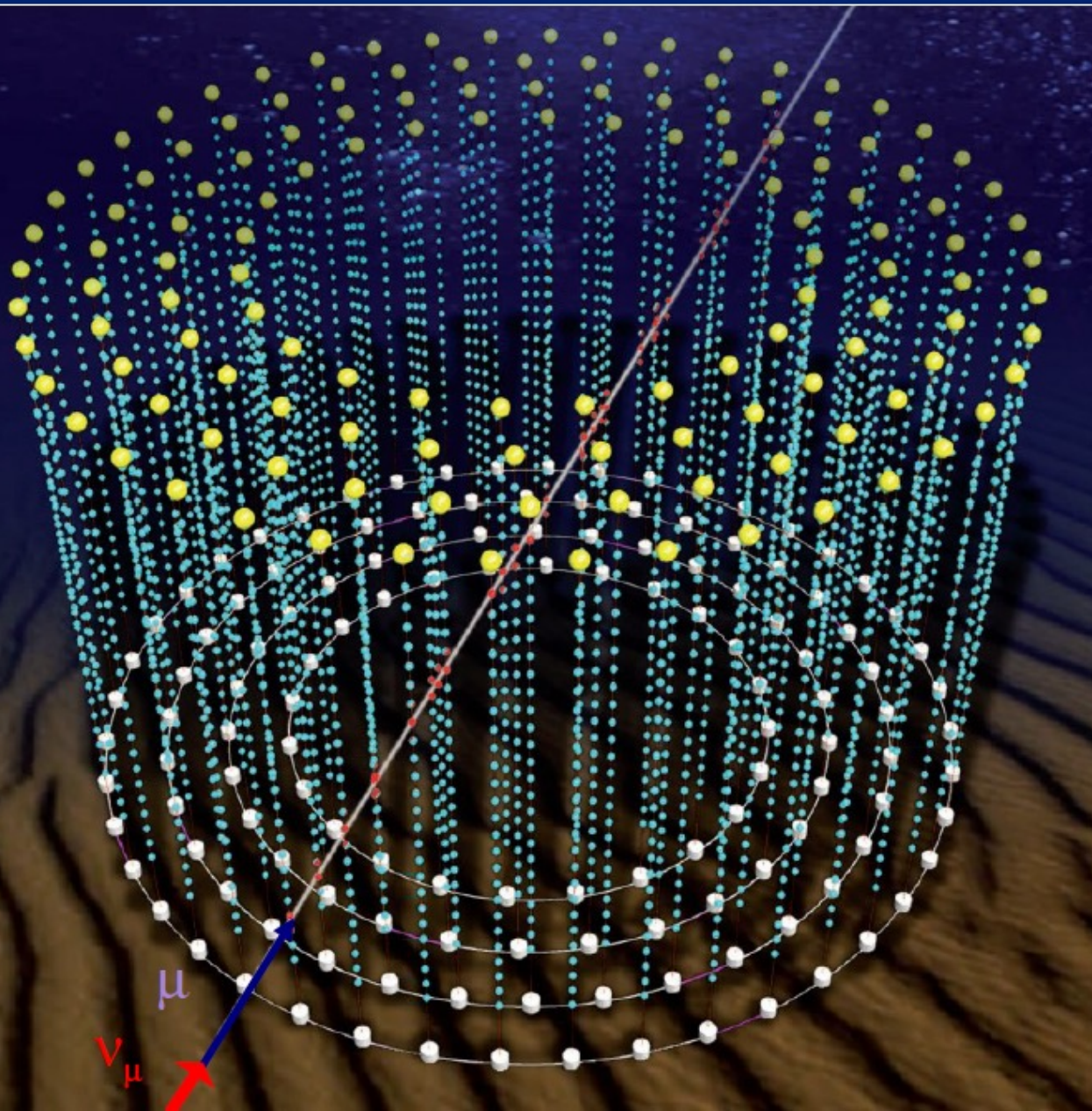
Solar heated
Facilities



ANTARES 0.1km² detector



Sviluppi futuri: KM3NeT



Un telescopio almeno 50
volte piu' grande di
ANTARES

Volume: almeno 1 km³

Siti possibili



ANTARES, NEMO, NESTOR
deployment sites

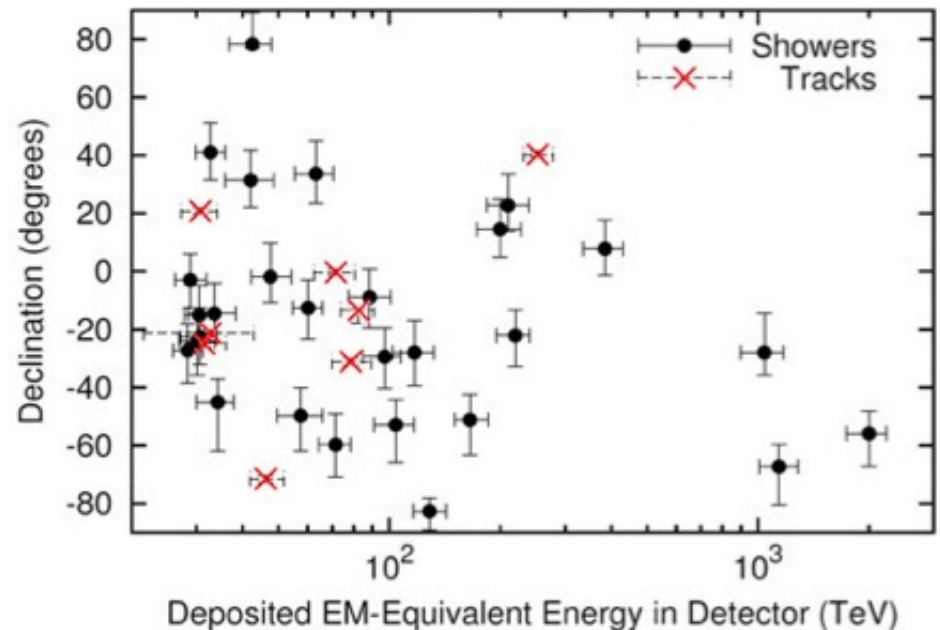
Criteri di scelta:
bioluminescenza,
Intensita' correnti,
Trasparenza dell'acqua:

The First Measurement of Cosmic Neutrinos

The **first observation of an excess of high-energy astrophysical neutrinos** over the expected background has been reported by ***IceCube*** in 2013, using data collected with the full detector from May 2010 to May 2013 and with livetime of 988 days.

In the 3 years sample, **37 events** interacting within the IceCube fiducial volume, escaping the veto and with a number of p.e. 6000 have been observed:

- **9 events** accompanied with a visible **muon track** (resolution $\approx 1^\circ$),
- **28 events** with **shower-like topologies** (resolution $\approx 15^\circ$).



The **expected background** is:

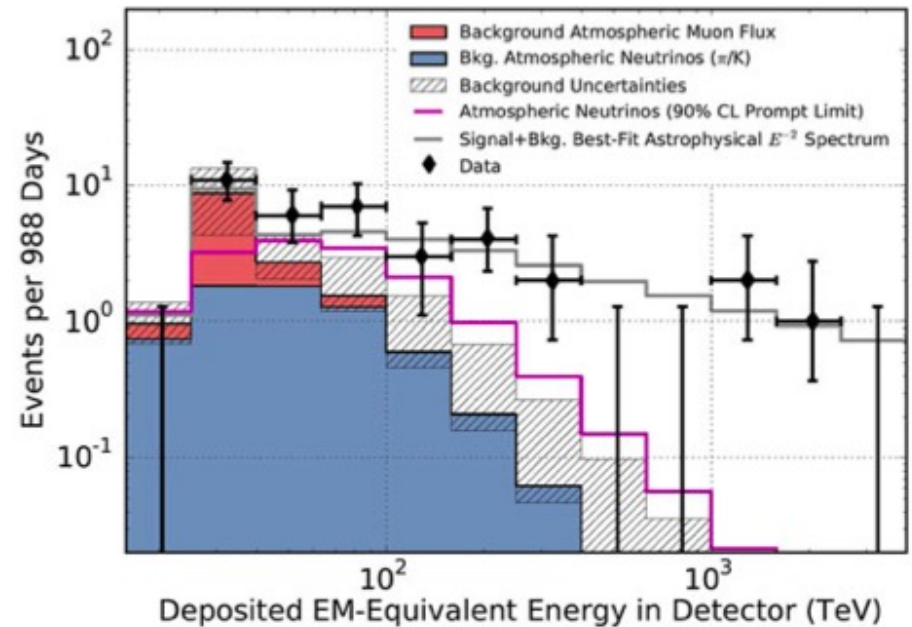
8.4 ± 4.2 **atmospheric muons** escaping the veto;

$6.6^{+5.9}_{-1.6}$ **atmospheric neutrinos**, including that from charmed meson decay (prompt neutrinos).

Distribution of the data and of the expected backgrounds as a function of the deposited energy E_{dep}

The measurement highlights a significant **excess** (about **5.7σ**) with respect to the hypothesis that the data sample is due only to the atmospheric backgrounds.

The most probable indication of IceCube measurement is that data contain a mixture of background plus a $\sim 1:1:1$ of neutrino flavors, **as expected** for a cosmic signal



I processi di interazione adronica attraverso il decadimento dei pioni producono neutrini muonici in numero doppio rispetto ai neutrini elettronici.

I neutrini tauonici, prodotti dagli altri adroni sono prodotti in numero pari a circa 10^{-5} .

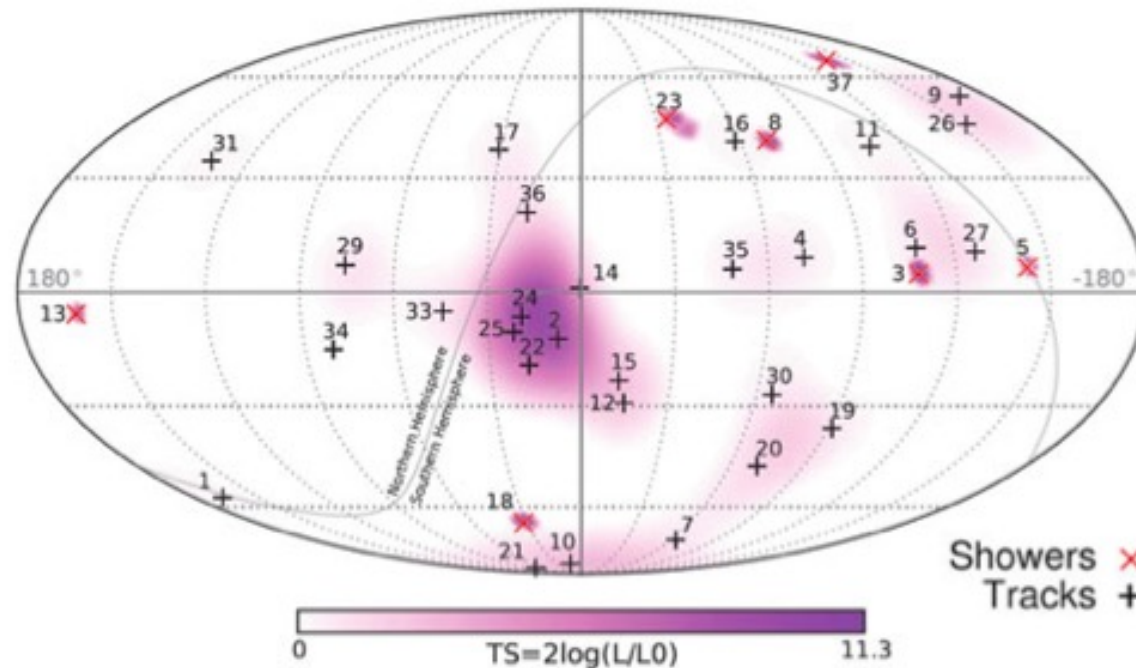
Nel percorso dalla sorgente alla Terra, per il fenomeno delle oscillazioni il numero diventa uguale per ogni sapore.

Neutrino flavors:

$\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau$
1:2: ~ 0 at source
1:1:1 at detector

To identify any bright **neutrino sources** in the data, usual maximum-likelihood

- clustering search has been used, as well as
- searches for directional correlations with TeV γ -ray sources



No hypothesis test yielded at present statistically significant evidence of clustering or correlations.

Given the high galactic latitudes of many of the highest energy events, the data seem to suggest an extragalactic origin with a possible Galactic contribution.

Ultra High Energy Neutrinos at the Pierre Auger Observatory 10^{17} eV - 10^{20} eV

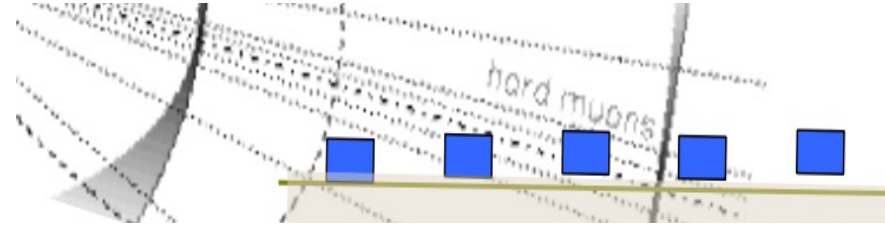
- To Ultra High energy **cosmic rays** (UHECR) of energy 10^{18} – 10^{20} eV are associated fluxes of ultrahigh energy neutrinos (UHE ν s).



Ultrahigh Energy Neutrinos
(UHE ν s)
 10^{17} eV - 10^{20} eV

- Protons and nuclei also produce pions in their unavoidable interactions responsible for the **Greisen-Zatsepin-Kuzmin (GZK)** cutoff.

Ultra High energy neutrinos can be detected with **arrays of detectors** at ground level that are currently being used to measure extensive showers produced by cosmic rays



The **main challenge** lies in separating showers initiated by neutrinos from **showers induced by regular cosmic rays**.

- **high zenith angles** (the atmosphere slant depth provides a quite large target for neutrino interactions)
 - **deep in the atmosphere**.
-
- **neutrinos** can interact at any point along their trajectories
 - **protons, nuclei, photons** interact shortly after entering the atmosphere.



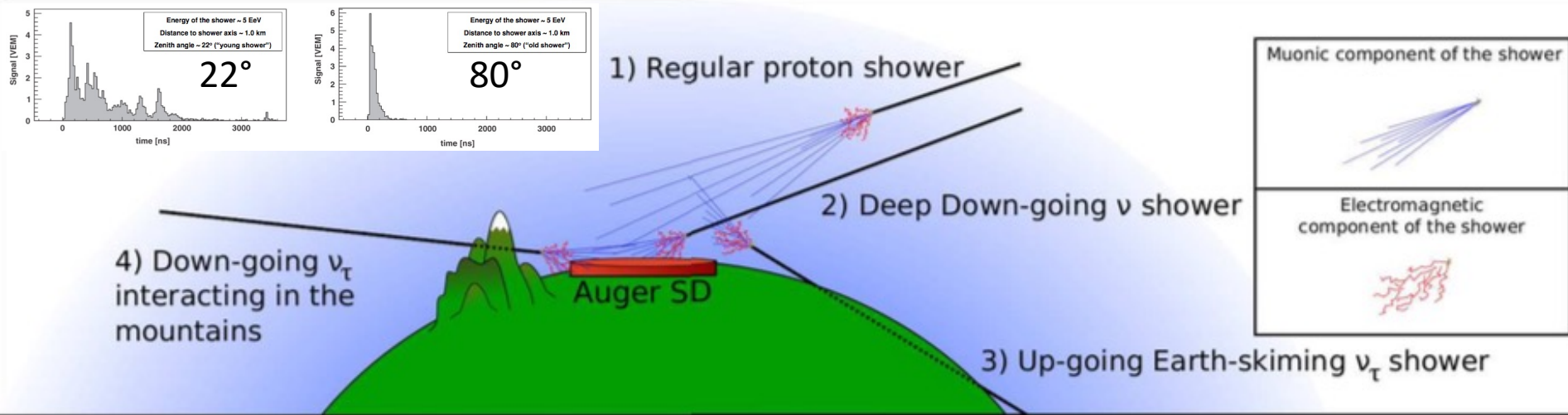
The signature for neutrino events is thus **inclined showers** that **interact deep in the atmosphere**.

With the **surface detector array (SD)** of the Pierre Auger Observatory it is possible to detect inclined showers and identify **neutrinos with energies typically above 0.1 EeV**.

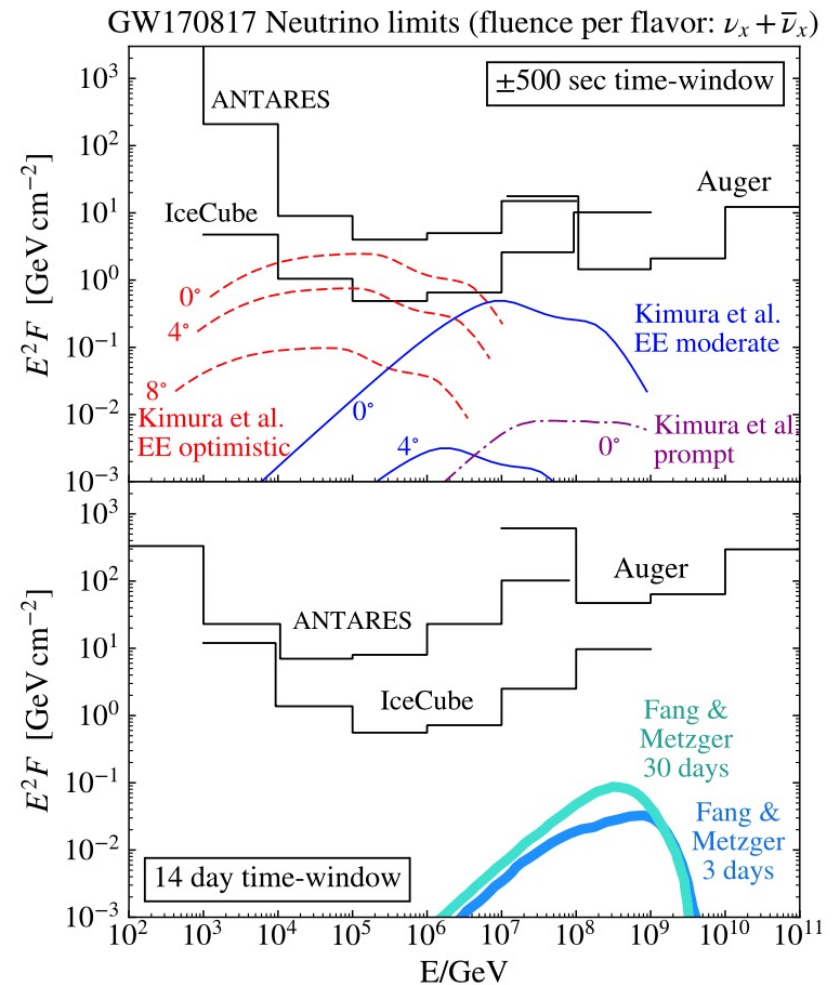
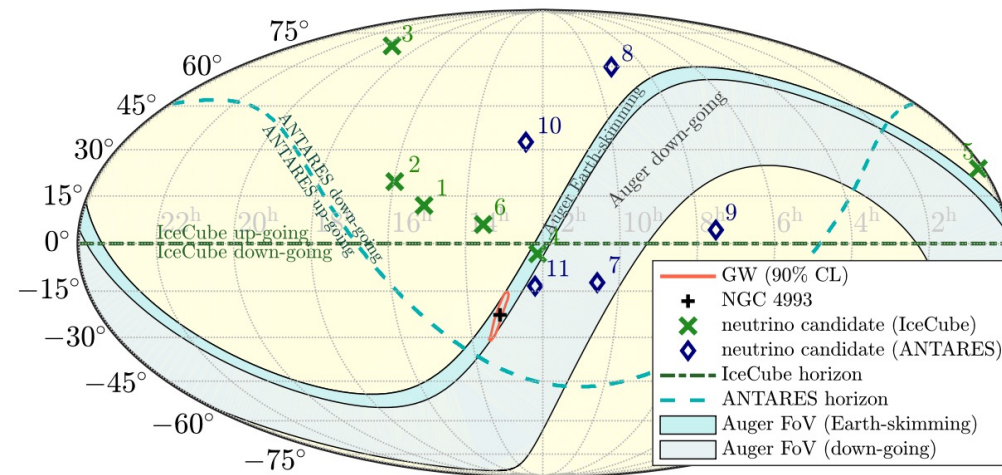
There are two ways of performing this task:

1) Neutrinos of **all flavours** (ν_x) can collide with nuclei in the atmosphere and induce an extensive air shower close to the ground. In this so-called “**downward-going**” neutrino channel, both charged current (CC) and neutral-current (NC) interactions contribute to the neutrino event rate.

2) Neutrinos of **tau flavour** (ν_τ) are expected to be most sensitively observed through the detection of showers induced by the decay products of an emerging τ **lepton**, after the propagation and interaction of an **upward-going** ν_τ inside the Earth. This “**Earth-skimming**” channel benefits from the long range of the τ **lepton** (~ 10 km for the shower energies relevant in this analysis) which sets the scale of the effective volume. Only charged-current interactions of ν_τ are relevant in this case.



SEARCH FOR **HIGH-ENERGY NEUTRINOS FROM** BINARY NEUTRON STAR MERGER **GW170817** WITH ANTARES, ICECUBE, AND THE PIERRE AUGER OBSERVATORY



IceCube-170922A

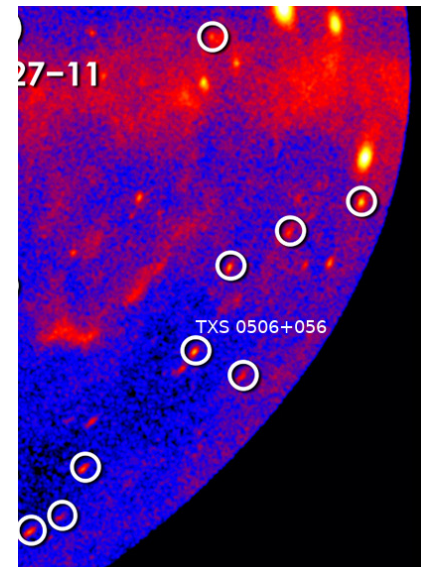
On 22 September 2017 at 20:54:30.43 Coordinated Universal Time (UTC), a **high-energy neutrino of about 290 TeV** (IceCube-170922A) was detected by the IceCube neutrino telescope.

An alert was distributed to observatories around the globe within 1 minute. The direction of the neutrino (reconstructed to an area of about 1sq deg and consistent with the location of a known **gamma-ray blazar TXS 0506+056**) observed to be in a flaring state.

Location of TXS 0506+056 as observed in gamma rays (energies greater than 1 GeV) by the Fermi Space Telescope

TXS 0506+056 is a very high energy **blazar** – a **quasar with a relativistic jet pointing directly towards Earth** – of BL Lac-type. With a redshift of 0.3365 ± 0.0010 . It is about **1.75 gigaparsecs** (5.7 billion light-years) from Earth.

Its approximate location on the sky is off the left shoulder of the constellation Orion. Discovered as a radio source in 1983, the blazar has since been observed across the entire electromagnetic spectrum.



TXS: Texas Survey of radio sources