
UHECR: raggi cosmici di energia ultra elevata

Non est ad astra mollis e terris via.

Seneca, Hercules Furens

Sergio Petrera

Gran Sasso Science Institute, L'Aquila, Italy

Francesco Salamida

Dipartimento di Scienze Fisiche e Chimiche - Università dell'Aquila, Italy

Lo studio dei raggi cosmici di energia ultra elevata (UHE, $E > 10^{18}$ eV) permette di aprire uno spiraglio nella comprensione della loro origine. A queste energie, infatti, l'Universo non è trasparente ai raggi cosmici, nel loro percorso dalle sorgenti fino a Terra, a causa del fondo cosmico di fotoni che lo pervade. Mostriamo, con argomenti di base, come è possibile trattare la propagazione di questi raggi cosmici, qual è la fisica particellare e nucleare coinvolta e, infine, come lo studio combinato delle osservabili a Terra (in particolare, spettro di energia e composizione) permette di inferire le caratteristiche delle sorgenti di raggi cosmici.

UHECR: particolarità di scienza e tecnica di rivelazione

Dopo oltre 100 anni dalla scoperta dei raggi cosmici da parte di Victor Hess, la loro origine è in gran parte sconosciuta. Il motivo principale è che, indipendentemente dalla risoluzione angolare con cui vengono rivelati, la loro direzione è

in gran parte scorrelata con quella delle sorgenti. Il metodo intuitivo di associazione alla sorgente attraverso la direzione, come avviene per la luce (o più in generale, per i fotoni alle varie frequenze), è infatti reso impossibile dai campi magnetici presenti nella nostra Galassia (dell'ordine di 10^{-6} G) e dello spazio extragalattico (dell'ordine di 10^{-9} G).

Dagli studi sulle abbondanze degli elementi presenti nei raggi cosmici, relative a quelle solari [1], si deduce che i raggi cosmici di origine galattica con energie inferiori a $\sim Z \cdot 10^{18}$ eV (Z , carica del nucleo) sono confinati dal campo magnetico per milioni di anni. Questo confinamento preclude ogni possibilità di associazione con le loro sorgenti. È invece possibile l'associazione a classi di sorgenti astrofisiche: argomenti di energetica stellare hanno portato Ginzburg and Syrovatskii [2] a proporre i *Supernova Remnants* (SNR) come possibili sorgenti. Il meccanismo di accelerazione in questi siti astrofisici sarebbe la *shock acceleration* [1], anche nota come *first-order Fermi acceleration*.

Detto questo, quale finestra di scienza aprono i raggi cosmici di energia superiore a 10^{18} eV (UHECR, **Ultra-High Energy Cosmic Rays**)? Essi sono prevalentemente extra-galattici e, inol-

tre, il paradigma della *SNR shock acceleration* risulta inadatto ad accelerare questi UHECR fino alle energie osservate (oltre 10^{20} eV). Le quantità osservabili disponibili sono le stesse che in altri *range* di energia (spettro, composizione, anisotropia), ma dal punto di vista interpretativo interviene un nuovo elemento: la propagazione nel fondo cosmico, cioè le interazioni dei raggi cosmici con i campi di fotoni che pervadono l'Universo.

Per quanto il tempo di residenza dei raggi cosmici nella nostra Galassia sia di milioni di anni, la probabilità che essi interagiscano con il fondo cosmico è praticamente nulla. Questo rende le osservabili praticamente scorrelate fra loro per energie al di sotto di 10^{18} eV. Quindi protoni/nuclei componenti i raggi cosmici sono rivelati a Terra senza alcun cambiamento¹ (energia e massa) rispetto a come sono prodotti dalle sorgenti.

Il carattere extra-galattico degli UHECR ha delle conseguenze che incidono su ognuna delle osservabili:

- poichè le distanze coinvolte (Sorgente-Terra) possono essere su scala cosmica, occorre tenere conto degli effetti cosmologici: perdite di energia adiabatiche (dovute al raffreddamento delle energie per l'espansione dell'Universo) ed evoluzione cosmologica delle sorgenti;
- i raggi cosmici emessi dalle sorgenti attraversano il fondo cosmico di fotoni, interagendo con esso. Alcuni processi sono, dal punto di vista del nucleo, di tipo elastico e comportano solo la perdita di energia cinetica, altri, inelastici, anche il cambiamento della massa del nucleo.

È proprio attraverso queste interazioni, le cui caratteristiche fondamentali sono note, che nel caso degli UHECR le osservabili risultano differenti da quelle alla sorgente e correlate tra loro, proprio a seguito della propagazione. Quindi, attraverso la modellizzazione del processo di propagazione, è possibile risalire alle proprietà delle

¹A parte ovviamente la produzione di nuclei prodotti di spallazione nell'interazione con la materia intergalattica, nuclei che costituiscono la principale evidenza del confinamento galattico.

sorgenti. Questa è una peculiarità di questa regione energetica nel vasto scenario della Fisica dei Raggi Cosmici.

Va anche aggiunto che per gli UHECR l'associazione delle direzioni alle sorgenti è resa possibile alle energie più elevate. Anche se le incertezze sull'intensità e la coerenza dei campi magnetici extra-galattici sono ancora molto grandi, la deflessione angolare attesa per i raggi cosmici di energia vicino a 10^{20} eV è di qualche grado $\times Z$ [3] e quindi eventuali protoni in questo range di energia possono essere associati alle loro sorgenti.

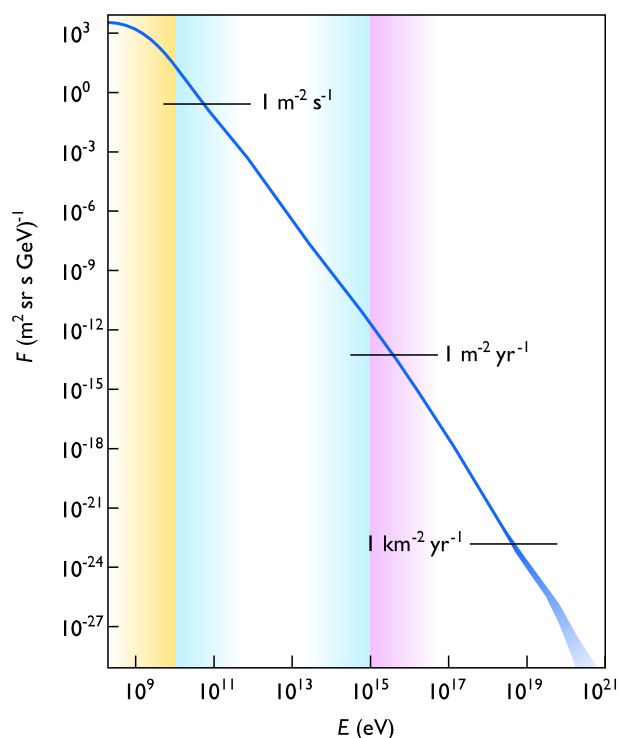


Figura 1: Flusso dei raggi cosmici da 10^9 fino a 10^{21} eV. Con un andamento a legge di potenza il flusso si estende su 30 ordini di grandezza. La zona attorno ai 10^{15} eV è chiamata *ginocchio knee*, quella attorno ai 10^{18} eV *caviglia ankle*.

Esiste, infine, un'altra peculiarità. Questa è legata alla loro rivelazione. Gli UHECR incidono sull'atmosfera terrestre con un'intensità così bassa da richiedere superfici di osservazione di centinaia o migliaia di km^2 . Una griglia di rivelatori sparsi su tale area (**SD, Surface Detector Array**) è la tecnica comunemente usata, con sostanziale continuità da energie di 10^{14} eV in su. Ma proprio nel *range* UHE si rende disponibile una tecnica di rivelazione aggiuntiva, la rivelazione della fluorescenza atmosferica, **FD, Fluore-**

science Detection, che risulta invece inefficiente a energie inferiori. Questa si basa sull'emissione ultravioletta (UV) prodotta dalla diseccitazione (isotropa) delle molecole di azoto dell'atmosfera e indotta dagli elettroni di ionizzazione, numerosissimi negli sciami atmosferici UHE. L'accoppiamento delle due tecniche è stato il principale *breakthrough* degli ultimi 20 anni [4], iniziato dal Pierre Auger Observatory e in seguito adottato anche dall'esperimento Telescope Array [5]. Tale accoppiamento permette la calibrazione dell'energia degli sciami atmosferici negli eventi ibridi (cioè rivelati da entrambi i sistemi di rivelazione, SD e FD) e ha sgomberato il campo dalle innumerevoli incertezze insite nella calibrazione basata sulle simulazioni Monte Carlo a cui si affidavano gli esperimenti precedenti.

L'Osservatorio Pierre Auger

Il flusso dei raggi cosmici si estende su 30 ordini di grandezza (Fig. 1) in un intervallo di energia che va dal GeV fino a quelle estreme di oltre 10^{20} eV, dove il flusso si abbassa fino a 1 particella per km^2 per secolo. La tecnica di rivelazione utilizzata per catturare queste particelle dipende dunque fortemente dall'energia alla quale si vogliono misurare. In particolare, se si vuole avere adeguata statistica di eventi ad energie sopra i 10^{19} eV (dove, peraltro, la probabilità che i raggi cosmici puntino direttamente alle sorgenti è più alta), è fondamentale costruire rivelatori sempre più grandi. Con questa idea nel 1992 James Cronin e Alan Watson proposero l'idea di costruire un rivelatore di superficie di dimensioni colossali e tentare così di rispondere alle domande fondamentali sull'origine dei raggi cosmici di altissima energia. La proposta, ampiamente supportata dalla comunità scientifica ed elaborata durante un workshop di 6 mesi presso il Fermi National Accelerator Laboratory, portò alla preparazione di un progetto denominato Giant Array Project che ha poi dato vita all'Osservatorio Pierre Auger. In una fase iniziale, si era pensato ad un Osservatorio da 3000 km^2 in ciascuno degli emisferi, in modo da ottenere una copertura completa del cielo, al fine di identificare le sorgenti, cosa poi non realizzatasi. Nella ricerca di un sito adatto ad ospitare l'Osservatorio sono stati considera-

ti diversi fattori, fondamentali al raggiungimento degli obiettivi scientifici prefissi. Ad esempio la quota avrebbe dovuta essere tra i 500 e i 1500 metri sul livello del mare, per ottimizzare la rivelazione di sciami originati da primari con energia di 10^{19} eV. Inoltre, i requisiti per la comunicazione tra le diverse stazioni e per il posizionamento dei rivelatori richiedevano un sito relativamente pianeggiante, con poca vegetazione e scarsa popolazione. Nel 1998 dopo una accurata ricerca in Australia, Sud Africa e Sud America, la Collaborazione internazionale Auger ha scelto di costruire l'Osservatorio nella Pampa Amarilla in Argentina e precisamente nel Dipartimento di Malargüe, Provincia di Mendoza situato tra i 1340 e i 1610 metri sul livello del mare, corrispondenti a circa 875 g/cm^2 di profondità atmosferica verticale. A parte le dimensioni, la caratteristica innovativa dell'Osservatorio Pierre Auger è il concetto di *hybrid detection*, ossia la combinazione delle due diverse tecniche di misura SD e FD, usate, in precedenza, in modo separato da altri esperimenti, come AGASA[6] e Fly's Eye[7].

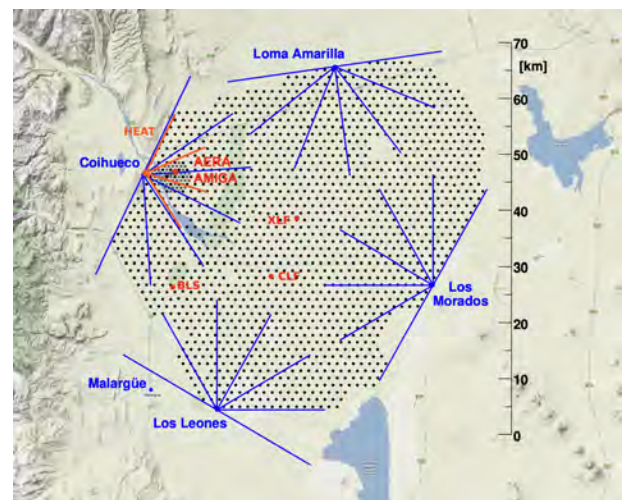


Figura 2: Schema dell'Osservatorio Pierre Auger. I punti neri rappresentano le posizioni delle circa 1600 stazioni SD, mentre le linee azzurre rappresentano il campo di vista azimutale dei 24 telescopi FD, distribuiti in 4 siti (Los Leones, Los Morados, Loma Amarilla, Coihueco).

Il design di base dell'Osservatorio Pierre Auger [8], mostrato in Fig. 2, è costituito da un *array* di SD formato da 1600 rivelatori di superficie, disposti su di una griglia triangolare e spazati di 1500 m. Il rivelatore di fluorescenza (FD) è invece costituito da 24(+3) telescopi di fluore-

scenza, suddivisi in 4(+1) edifici, posti sul bordo dell'array in modo da catturare la luce di fluorescenza prodotta dagli sciame in atmosfera. In aggiunta un'area di 23.5 km² è coperta da rivelatori di superficie posti ad una distanza di 750 m in modo da rivelare gli eventi di energia più bassa (intorno a 3×10^{17} eV) con alta efficienza.

Array di Superficie (SD)

L'array SD misura la densità di particelle secondarie che, prodotte nello sciame, raggiungono la superficie dando informazioni su energia, direzione e tempo di arrivo del primario. Ogni rivelatore dell'SD è costituito da una cisterna cilindrica del diametro di 3.6 m e altezza di 1.2 m. La cisterna di polietilene è rivestita internamente da un materiale riflettente ed è riempita con 1200 litri di acqua ultra-pura. Le particelle cariche relativistiche, attraversando la cisterna, generano luce Čerenkov che viene poi rivelata da 3 fotomoltiplicatori (PMT) da 9 pollici, posti sulla superficie della cisterna ad una distanza di 1.2 m dal centro dalla stessa. Tutta la strumentazione, che include i PMT, un ricevitore GPS ed un ricevitore/trasmittitore radio per le comunicazioni tra il rivelatore e le stazioni di controllo, è alimentata da batterie connesse a due pannelli solari. Uno schema viene mostrato in Fig. 3.

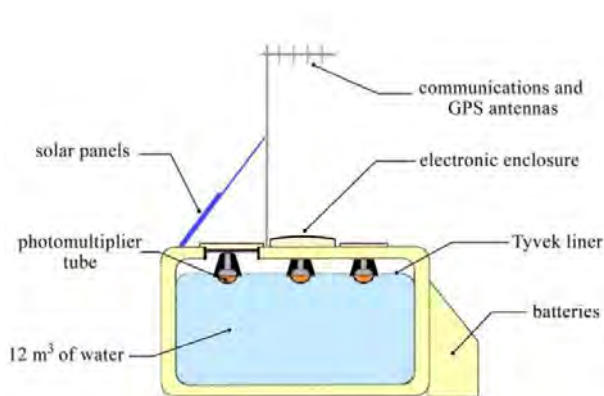


Figura 3: Vista schematica di un rivelatore water Čerenkov posto nella Pampa Amarilla.

Rivelatore di Fluorescenza (FD)

Ogni telescopio di fluorescenza ha un campo di vista di $30^\circ \times 30^\circ$, che a gruppi di sei realizzano una copertura angolare di 180° in azimuth per

ogni sito FD. L'elevazione minima di ogni telescopio è 1.5° sopra l'orizzonte e, dunque, ognuno copre angoli di elevazione tra 1.5° e 31.5° rispetto all'orizzontale. Una vista schematica di un telescopio di fluorescenza è riportata in Fig. 4. Le molecole di azoto nell'atmosfera eccitate dalle particelle cariche dello sciame, emettono, diseccitandosi, luce UV nell'intervallo tra 300 nm e 400 nm. Questa luce, detta di fluorescenza, raggiunge i telescopi entrando attraverso un diaframma circolare di raggio 1.1 m. Un anello correttore, di raggio interno da 0.85 m e composto da 24 settori di materiale trasparente alla luce UV, è posto intorno al diaframma al fine di correggere le aberrazioni sferiche e di coma. Di seguito un specchio sferico segmentato da $3.5 \text{ m} \times 3.5 \text{ m}$ convoglia la luce su di una camera composta da 440 fotomoltiplicatori (*pixels*) a sezione esagonale, disposti in una matrice da 22 righe e 20 colonne. Due porte scorrevoli dette *shutters* proteggono il telescopio durante i periodi di luce chiudendosi automaticamente durante la presa dati in caso di vento o pioggia.

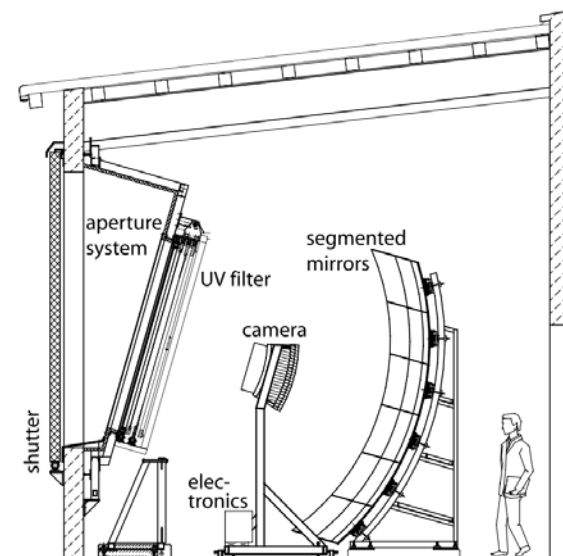


Figura 4: Vista schematica di un telescopio di fluorescenza e delle sue componenti principali.

I risultati dell'esperimento Auger

In più di 20 anni di attività l'Osservatorio Pierre Auger ha prodotto risultati di notevole rilevanza scientifica, che comprendono, tra gli altri, la misura del flusso dei raggi cosmici UHE con

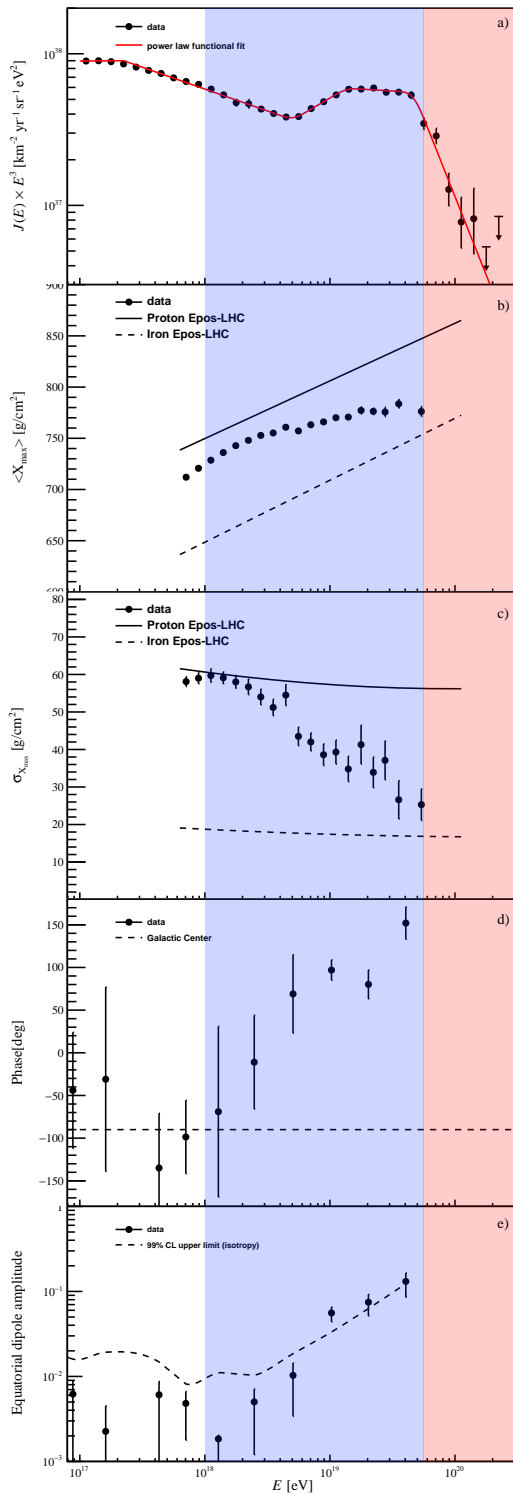


Figura 5: Sommario dei principali risultati dell'Osservatorio Pierre Auger. La banda blu corrisponde alla zona dell'*ankle* dove tutte le osservabili sono disponibili: spettro (a), composizione di massa (b)(c) e anisotropia su larga scala (d)(e). La banda rossa corrisponde alla zona della soppressione.

massa dei primari con l'energia e la distribuzione delle direzioni di provenienza degli stessi. In Fig. 5 è mostrato un sommario dei risultati di Auger. Diverse osservabili sono illustrate nella stessa figura in modo da mostrare la coerenza della loro evoluzione in energia. La banda blu corrisponde alla regione, intorno all'*ankle*, dove sono disponibili le diverse osservabili: lo spettro, la composizione di massa e l'anisotropia su larga scala. La banda rossa corrisponde alla zona della soppressione, dove mancano le misure relative alla massa dei primari, a causa del limitato tempo vivo² del rivelatore FD. Nella stessa regione anche le misure di anisotropia sono assenti poiché la statistica è insufficiente.

In Figura 5(a) è mostrato il flusso dei Raggi Cosmici al di sopra di 10^{17} eV, misurato dall'Osservatorio Pierre Auger utilizzando principalmente il rivelatore SD. Gli eventi, misurati simultaneamente dall'FD e l'SD e disponibili solo per il 10% del tempo di misura, vengono utilizzati per calibrare in modo calorimetrico l'estimatore dell'energia del primario fornito dall'SD. La distribuzione degli eventi rivelati viene poi corretta dagli effetti di rivelatore attraverso il calcolo dell'esposizione. Nella figura è mostrato il risultato del *fit* del flusso con un modello che consiste in una serie di 4 leggi di potenza, collegate tra loro da delle transizioni continue. Questo permette di individuare le diverse posizioni dell'*ankle*, a circa 5×10^{18} eV, e della soppressione a circa 4.6×10^{18} eV. Inoltre la statistica aggiornata al 2018 ha reso possibile individuare una nuova caratteristica spettrale, denominata *instep*, intorno all'energia di 14×10^{18} eV.

In Figura 5(b) e 5(c) rispettivamente, sono mostrati il valor medio $\langle X_{\max} \rangle$ e la dispersione $\sigma_{X_{\max}}$ della distribuzione del massimo dello sviluppo longitudinale degli sciame, misurato dall'FD, in funzione dell'energia. La profondità atmosferica alla quale gli sciame raggiungono il loro massimo sviluppo longitudinale è infatti un indicatore della massa del primario che li ha iniziati. Massimi più (meno) profondi e distribuzioni più (meno) larghe indicano primari più leggeri (pesanti). Il quadro è però complicato dalla possibile presenza di primari differenti al-

un dettaglio senza precedenti, l'evoluzione della

²Il sistema FD può operare solo in condizioni di sufficiente oscurità nel campo visivo. Questo corrisponde a un tempo vivo (o *duty cycle*) di circa il 10%.

la stessa energia, per cui la dispersione di X_{\max} dipende, in parte, anche dalla dispersione delle masse dei primari. Quello che si osserva nelle misure effettuate da Auger è un cambio di pendenza in corrispondenza dell'*ankle*, per $\langle X_{\max} \rangle$ e una decrescita della $\sigma_{X_{\max}}$. Questo fornisce una chiara indicazione di una progressione da masse leggere a masse intermedie, con limitata sovrapposizione di masse. Come già accennato, lo studio della composizione primaria, attraverso la misura diretta del massimo della profondità dello sviluppo dello sciame, non è possibile nella regione della soppressione a causa del bassissimo flusso e del tempo di presa dati limitato del rivelatore di fluorescenza. In particolare non è possibile determinare, in modo univoco, se esista una componente di protoni alle altissime energie. L'individuazione di una tale componente (anche intorno al 10%) sarebbe di particolare importanza, in quanto i protoni di alta energia permetterebbero di individuare i siti di produzione ed accelerazione dei raggi cosmici di altissima energia.

La distribuzione su larga scala delle direzioni di arrivo degli UHECR insieme allo spettro e alla composizione in massa rappresenta una osservabile molto importante per studiare la loro natura e origine. La regione che precede l'*ankle* è dove viene attesa la transizione da raggi cosmici galattici ad extra-galattici. A tal proposito sono di particolare rilevanza i risultati ottenuti dall'Osservatorio Pierre Auger per quanto concerne le anisotropie su larga scala. Osservando eventi fino a 80° in zenith è stato possibile determinare, con alta significatività statistica, una anisotropia nelle direzioni di arrivo degli UHECR per energie sopra $8 \cdot 10^{18}$ eV. Questo studio viene fatto attraverso una analisi di Rayleigh degli eventi SD, ossia effettuando uno sviluppo in serie di Fourier delle direzioni di arrivo di tali eventi, in coordinate equatoriali, e determinando così l'ampiezza e la fase della prima armonica. L'analisi armonica mostra che tale anisotropia ha le caratteristiche di un dipolo con una ampiezza di circa il 7% e direzione che punta 115° lontano dal Centro Galattico (Fig. 5(d)). Questo fatto insieme all'incremento dell'ampiezza del dipolo con l'energia (Fig. 5(e)) è una chiara indicazione dell'origine extra-galattica dei raggi cosmici di altissima energia.

Il ruolo della propagazione degli UHECR

La propagazione delle particelle e nuclei dalle sorgenti fino alla loro rivelazione a Terra avviene attraversando il fondo di fotoni cosmici. Le componenti rilevanti per gli UHECR sono il *Cosmic Microwave Background* (CMB) e l'*Extragalactic Background Light* (EBL) (Fig. 6).

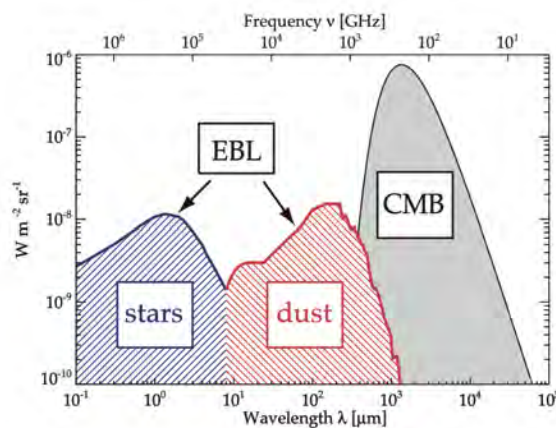
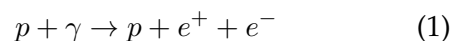


Figura 6: Schema dello spettro energetico dei fotoni di fondo dell'Universo [9]. Mostra i diversi range di lunghezza d'onda e intensità associate all'EBL e al CMB.

I processi più importanti che intervengono nella propagazione degli UHECR sono schematicamente:

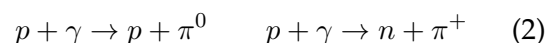
- per i protoni: la foto-produzione di coppie elettrone-positrone e di pioni;
- per i nuclei: la foto-disintegrazione.

La produzione di coppie



costituisce per il protone una causa di perdita di energia che può ragionevolmente essere trattata come continua ed è presente a partire da circa 10^{18} eV per interazioni con i fotoni del CMB.

La produzione di pioni



(in larga parte mediata da stati risonanti) determina invece una brusca attenuazione del flusso di protoni con conseguente soppressione, per energie intorno a $5 \cdot 10^{19}$ eV, del flusso di protoni

da sorgenti distanti. La soppressione del flusso di protoni prende il nome di *GZK-cutoff* da Greisen, Zatsepin e Kuzmin [10]. Il processo ha luogo anche per i nuclei, ma ad una energia di soglia A volte superiore e quindi non influenza lo spettro fino a 10^{20} eV. Per entrambi i processi precedenti il fondo rilevante è il CMB.

Berezinsky e collaboratori [11] hanno calcolato lo spettro UHE dei protoni per flussi di iniezione a legge di potenza $E^{-\gamma_g}$, come mostrato in Fig. 7. Il modello così ottenuto, noto come *dip model*,

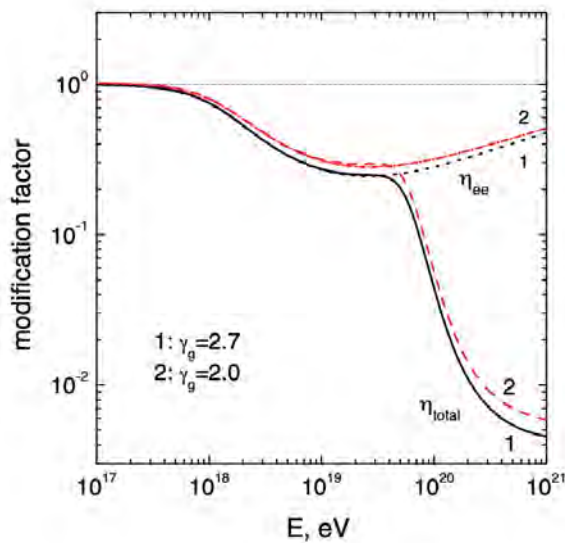
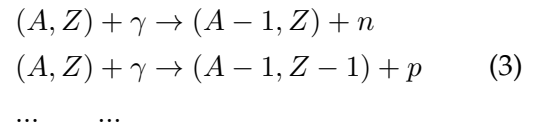


Figura 7: Rapporto tra lo spettro dei protoni, con le perdite di energia tenute in conto e senza perdite, calcolato da Berezinsky et al. [11] per iniezioni con indice spettrale da 2 a 2.7. Le curve identificate con η_{ee} e η_{total} si riferiscono, rispettivamente, alle perdite per produzione di coppie e totale.

mostra, oltre al *GZK-cutoff*, una variazione dell'indice spettrale tra 10^{18} e 10^{20} eV, che permette di interpretare l'*ankle* osservato nello spettro UHE come il *dip*, prodotto dalla produzione di coppie. Va osservato che il *dip model* è l'unico modello capace di interpretare lo spettro UHE con un'unica componente di protoni nell'intero range UHE. Però, essendo i processi coinvolti conosciuti molto bene, l'adattamento ai dati non permette molti gradi di libertà, oltre ad essere automaticamente escluso nel caso di osservazione di composizione mista.

Per quanto riguarda i nuclei dei raggi cosmici, il processo di foto-disintegrazione



risulta quello più importante e dominante rispetto ai processi già illustrati per i protoni. Questo processo causa la produzione di uno o più nucleoni e la disintegrazione in nuclei di massa inferiore. Nel sistema di riferimento a riposo del nucleo, il processo avviene nel range da 10 a 150 MeV ed è dominato alle energie più basse dalla risonanza gigante di dipolo elettrico. La Figura 8 mostra l'evoluzione con l'energia delle lunghezze di perdita di energia per foto-disintegrazione (in Mpc), per tutti i processi e per l'effetto combinato. Da questa si evidenzia che il processo di foto-disintegrazione su fotoni EBL (CMB) domina alle energie più basse (alte).

È importante notare che i tre processi (1,2,3) sono studiati attraverso gli esperimenti ad acceleratori con fasci di fotoni contro protoni/nuclei fermi. Quindi si tratta di fisica nota e modellizzabile.

In una visione semplificata (Fig. 9) si potrebbe dire che la propagazione degli UHECR nel mezzo cosmico ha lo stesso ruolo che, nella fisica agli acceleratori, svolge la simulazione della risposta dei rivelatori. In quest'ultimo caso, il tracciamento dei prodotti dell'interazione viene effettuato con programmi di simulazione dedicati (ad es. GEANT4 [12]), che descrivono il trasporto di tutte le particelle, primarie e secondarie, nell'apparato sperimentale, considerando tutte le possibili interazioni delle particelle con i materiali del rivelatore.

Nel caso degli UHECR, sono stati sviluppati codici di propagazione, che utilizzano la simulazione Monte Carlo, come ad es. CRPropa e SimProp³. Questi sono in grado di connettere gli scenari astrofisici (caratterizzati dai flussi emessi dalle sorgenti, loro distribuzione, etc.) alle osservabili alla sommità dell'atmosfera terrestre. In essi, il mezzo è costituito dal fondo di radiazione: il CMB è noto in tutti i suoi aspetti, inclusa la sua evoluzione cosmologica. Il fondo EBL è invece

³Per un confronto tra i due codici di propagazione si veda la referenza [13]

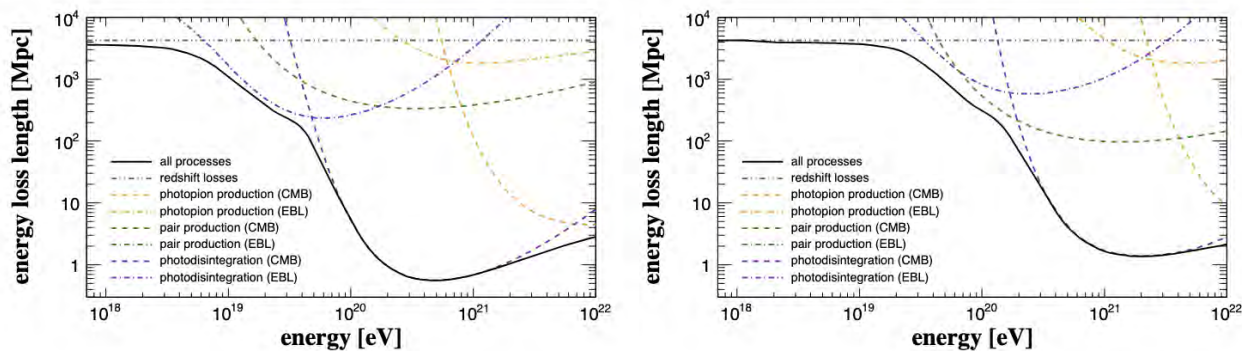
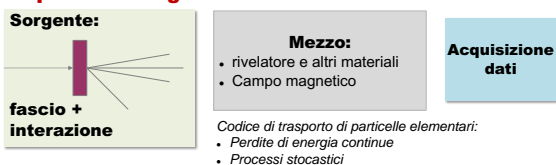


Figura 8: Lunghezze di perdita di energia ($= E/(dE/dx)$) per ^{14}N (sinistra) e ^{56}Fe (destra). I contributi dei vari processi sui fondi di fotoni è mostrato con diversi tratteggi. La linea continua rappresenta l'effetto combinato.

Esperimento agli acceleratori



Esperimento UHECR

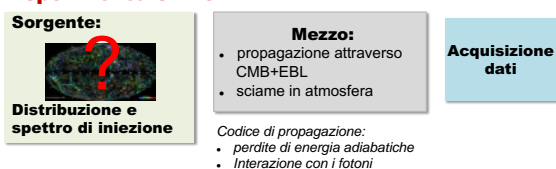


Figura 9: Confronto tra gli schemi di simulazione in esperimenti ad acceleratori e con UHECR.

meno noto ed è descritto attraverso parametrizzazioni disponibili nella letteratura⁴. Alle perdite di energia conseguenti dai processi (1,2,3), che costituiscono la parte più importante, vanno aggiunte le così dette perdite adiabatiche, dovute all'espansione dell'Universo. Queste si sanno trattare con esattezza. Nel trattamento della propagazione degli UHECR, ci sono sicuramente altre incognite rilevanti, come ad esempio i campi magnetici extra-galattici, poco noti sia per il loro valore sia per come sono distribuiti. Per quanto una propagazione tridimensionale già trovi alcune applicazioni, solitamente si usa una propagazione unidimensionale con eventuali correzioni per effetti magnetici.

⁴I fotoni EBL hanno energie maggiori rispetto al CMB, ma densità nettamente inferiori. Essi sono comunque rilevanti nel processo di foto-disintegrazione a bassa energia (Fig. 8)

Un altro passo rilevante della simulazione riguarda lo sviluppo delle cascate (*Extensive Air Showers*), conseguenti all'interazione degli UHECR con l'atmosfera terrestre. In questo caso ci si avvale di codici di cascata (CORSIKA [17], CONEX [18], ...), a loro volta basati su modelli di interazione adronica, al fine di consentire l'estrapolazione dalla fenomenologia nota agli acceleratori fino alle energie più elevate, che si presentano specialmente nelle fasi iniziali degli sciame. L'adattamento di alcuni di questi modelli adronici (Sibyll, EPOS, QGSJet-II) ai dati ottenuti al Large Hadron Collider (LHC) ha sensibilmente ridotto le loro incertezze, anche se l'estrapolazione alle energie degli UHECR è di oltre un ordine di grandezza, nel sistema del centro di massa, rispetto alle misure di LHC.

È evidente che questo è solo uno schema semplificato, perché ci sono anche sostanziali differenze tra la simulazione degli esperimenti agli acceleratori e quella per gli esperimenti con i raggi cosmici. Prima di tutto, c'è differenza tra gli scopi degli esperimenti. Nella Fig. 9 questa differenza è indicata dal punto interrogativo nel primo riquadro in basso. Infatti lo scopo ultimo degli esperimenti con UHECR è la ricerca delle sorgenti dei raggi cosmici. In altre parole, rispetto agli acceleratori, viene sostituita una sorgente delle interazioni ben controllata (proiettile e bersaglio entrambi definiti), con una distribuita e con proprietà note solo dalle osservabili a Terra.

Inoltre è anche molto diverso il livello di conoscenza dei processi che avvengono nei mezzi. Infatti i processi relativi alla propagazione delle particelle nei rivelatori, nel caso degli accelerato-

La soppressione dello spettro degli UHECR

La soppressione (*cutoff*) osservata nello spettro energetico dei raggi cosmici tra 10^{19} e 10^{20} eV è sicuramente la caratteristica più significativa di tutto lo spettro. Tuttavia la sua possibile interpretazione non è unica. In particolare essa può essere causata sia da effetti di propagazione sia dall'energia massima associata al processo di accelerazione dei raggi cosmici alla sorgente.

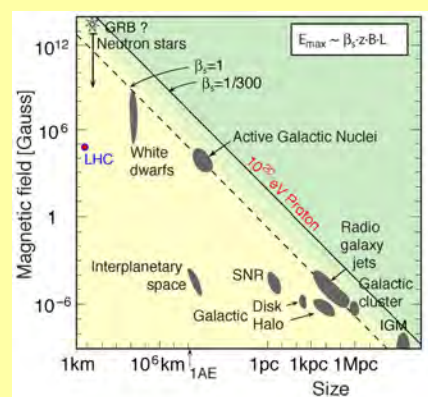
1. Propagazione. I protoni, interagendo con i fotoni del CMB, perdono parte della loro energia nella produzione di pioni, per energie superiori a

$$E_{th}(\theta) = \frac{m_{\pi}^2 + 2m_p m_{\pi}}{2\epsilon_{\gamma}(1 - \cos\theta)}.$$

Per $\epsilon_{\gamma} \approx 1$ meV (energia media del CMB) e collisione frontale (*head-on*), si ha l'energia di soglia minima $\approx 7 \cdot 10^{19}$ eV. Greisen e, indipendentemente, Zatsepin e Kuzmin [10] ipotizzarono l'esistenza di questo *cutoff* nel flusso dei raggi cosmici, subito dopo la scoperta, nel 1965, del fondo di radiazione cosmica da Penzias e Wilson.

Per i nuclei, l'interazione col fondo di fotoni avviene prevalentemente attraverso la foto-disintegrazione. Il processo ha luogo per energie di soglia dipendenti dal nucleo ($E_{th} \approx M\Delta B/(2\epsilon_{\gamma})$, con M massa del nucleo e ΔB differenza di energia di legame tra nuclei padre-figlio), attraverso l'eccitazione della Risonanza Gigante di Dipolo. Il fondo EBL è quello che determina l'attenuazione del flusso negli UHECR (vedi fig. 8), mentre le interazioni su CMB sono efficaci a energia più alte. Gerasimova e Rozental [15] per primi, nel 1961, hanno considerato l'effetto della foto-disintegrazione sui raggi cosmici, pur riferendosi a raggi cosmici galattici e alla componente ottica del fondo EBL. Nei già citati lavori di Greisen e Zatsepin, Kuzmin viene accennato al caso dei nuclei e all'eventuale loro attenuazione per foto-disintegrazione. Per questo motivo nella letteratura attuale, il nome *GZK-cutoff* viene usato, in senso esteso, come soppressione dello spettro per effetti di propagazione.

2. Energia massima di accelerazione. Nelle SNR, il meccanismo di *shock-acceleration* [1] raggiunge un'energia massima $E_{max} \approx \beta_s ZeBR$, dove B e R sono il campo magnetico e la dimensione del sito di accelerazione, e β_s è la velocità dello shock. Hillas ha proposto un simile meccanismo, di origine elettromagnetica, per tutte le sorgenti astrofisiche [16]. Nell'*Hillas plot* qui accanto sono rappresentati i campi magnetici e le dimensioni tipiche di tutte le sorgenti. Dalla figura risulta evidente che nessuna sorgente è capace di accelerare i raggi cosmici oltre circa 10^{20} eV.



ri sono per lo più elettromagnetici (e quindi ben noti). Nel mezzo cosmico invece, mentre la foto-produzione di coppie e di pioni è nota con buon dettaglio, la foto-disintegrazione (3) si manifesta nella propagazione con un'ampia varietà di modi e i casi per cui esistono misure sperimentali sono relativamente pochi. I nuclei potenzialmente coinvolti nella propagazione degli UHECR sono quelli della carta dei nuclei dal ferro all'idrogeno. La situazione sperimentale sulle sezioni d'urto

di foto-disintegrazione è mostrata in Fig. 10 [14]. Da questa figura si evince che le lunghezze di interazione associate ai vari nuclei e le probabilità di decadimento dei possibili modi di disintegrazione sono misurati per una ristretta minoranza di isotopi, lungo la linea di stabilità. Per il resto, tutto è affidato alla validità di modelli teorici.

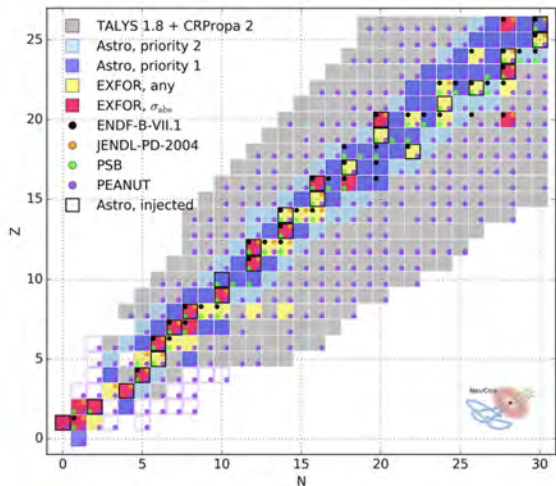


Figura 10: I nuclei di interesse per la propagazione degli UHECR sono indicati in grigio. I nuclei per i quali sono disponibili dati sperimentali (dal database EXFOR) sono in rosso, quando la sezione d'urto totale di fotoassorbimento è nota, oppure in giallo quando è stata misurata una specifica modalità di frammentazione, ad esempio la fotoemissione di un neutrone. Per maggiori dettagli si veda la Ref. [14].

Scenari astrofisici

Facendo uso dei codici di propagazione è possibile calcolare le osservabili a Terra, una volta scelto uno scenario astrofisico. Questi scenari, nel caso più semplice, sono basati sull'ipotesi di sorgenti distribuite uniformemente (*comoving volume*) su larga scala. Le due classi principali sono lo scenario dominato dai protoni e quello con composizione mista.

Protoni

Nello scenario in cui le sorgenti emettono principalmente protoni, il risultato degli effetti di propagazione porta al così detto *dip model* [11]. Poiché i processi dominanti sono quelli indicati da (1) e (2), i protoni emessi dalle sorgenti mantengono la loro identità, ma il loro spettro è modificato. Partendo, ad esempio, da uno spettro di iniezione $\propto E^{-2.7}$, lo spettro rivelato è mostrato in Fig. 11.

La produzione di coppie genera il *dip*, cioè l'ampia depressione centrata intorno a circa $10^{18.7}$ eV, mentre la produzione di pioni genera il *GZK-cut-off*. Come si vede dalla Fig. 11, lo scenario di protoni dà una descrizione di entram-

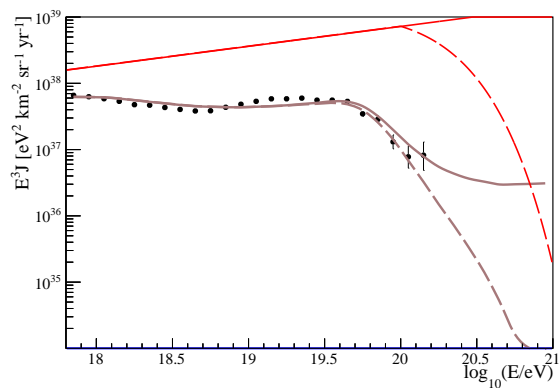


Figura 11: Spettro energetico osservato (linea marrone), e quello per sorgenti di protoni $\propto E^{-2.7}$ (linea rossa) uniformemente distribuite. Le linee tratteggiate si riferiscono al caso in cui l'energia massima dei protoni è di 10^{20} eV. I punti sperimentali si riferiscono allo spettro di Auger e sono mostrati solo per confronto.

be le caratteristiche dello spettro UHE. La forma dello spettro osservato può in parte cambiare, se l'energia massima delle sorgenti è dello stesso ordine di grandezza del *GZK-cut-off* (linee tratteggiate) oppure se si considerano evoluzioni cosmologiche delle sorgenti diverse da quella uniforme.

Confrontando con i dati sperimentali, questo accordo si realizza meglio per i dati di Telescope Array, ma meno per quelli di Auger, principalmente per la maggiore precisione sperimentale di quest'ultimo e la conseguente migliore determinazione delle caratteristiche spettrali. Tuttavia l'incompatibilità con l'esperimento Auger viene prevalentemente dalla composizione di massa, in quanto, a parte le energie più basse, la deviazione di $\langle X_{\max} \rangle$ da una composizione puramente protonica risulta piuttosto evidente, indipendentemente dal modello adronico considerato.

Composizione mista

Questo scenario ha interesse per l'interpretazione dei dati di Auger, a causa della composizione di massa dai dati di X_{\max} .

Infatti una composizione che include diverse masse, come nella Fig. 5 per i dati di Auger, richiama necessariamente ad uno scenario in cui le sorgenti emettono protoni e nuclei secondo una composizione mista.

Come abbiamo visto, nel caso dei nuclei, il processo più importante è la foto-disintegrazione (3). Nel regime ultra-relativistico in cui si trovano i nuclei degli UHECR, le loro energie di legame si possono trascurare e la conservazione del quadrimpulso nella reazione (3) si traduce quindi nella conservazione del fattore di Lorentz, $\Gamma = E/A$. Questo implica che, ad ogni disintegrazione di un nucleo di massa A e energia E , il nucleo uscente ha energia $E(A - 1)/A$ (per disintegrazione singola) ed è accompagnato dall'emissione di (almeno) un nucleone⁵ di energia E/A . Pertanto, nella loro propagazione, i nuclei degradano in massa ed energia e, inoltre, producono un flusso secondario di protoni ad energia $1/A$ rispetto al primario. Questo meccanismo è tanto più efficace quanto maggiore è la distanza della sorgente, per cui, per le massime distanze, il nucleo si disintegra in A protoni di energia circa E/A .

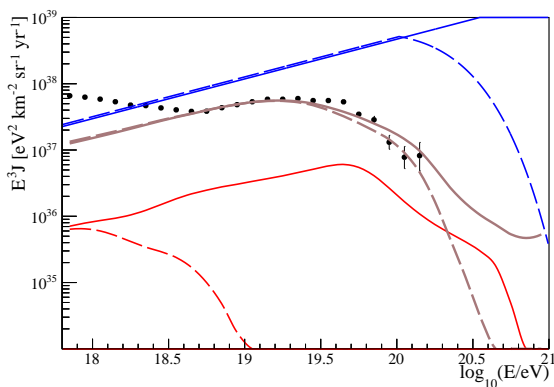


Figura 12: Spettro *all-particle* osservato (linea marrone), per sorgenti di nuclei Fe (linea blu) uniformemente distribuite con spettro d'iniezione $\propto E^{-2.4}$. Le linee rosse mostrano gli spettri di protoni secondari generati dalla foto-disintegrazione. Le linee tratteggiate si riferiscono al caso di energia massima dei nuclei di 10^{20} eV.

Per mostrare le conseguenze di queste considerazioni, esaminiamo, per semplicità, il caso in cui le sorgenti emettano un solo nucleo, il ferro. Nella Figura 12, ottenuta con il codice *SimProp* [19], vengono mostrati, per uno spettro di iniezione $\propto E^{-2.4}$ (blue), lo spettro *all-particle* osservato (marrone) e la sola componente dei protoni se-

condari (rosso)⁶. In pratica, nonostante siano emessi solo nuclei Fe, si osserva che:

1. lo spettro *all-particle* osservato è modificato;
2. lo spettro viene soppresso ad iniziare da energie $> 10^{19.3}$ eV circa
3. lo spettro riproduce ragionevolmente i dati sopra l'*ankle*, ma lo sottostima ad energie inferiori;
4. la composizione è mista: in particolare, sono presenti protoni secondari.

Il secondo punto (soppressione dello spettro) evidenzia che anche la foto-disintegrazione produce un *cutoff* a energie prossime al *GZK-cutoff* dei protoni.

La presenza di protoni secondari è la caratteristica più rilevante della propagazione dei nuclei, ma, nel caso in cui non esista un'energia massima di accelerazione (linee continue), la relazione della loro energia con quella primaria è, in parte, nascosta dagli effetti di soppressione (dei protoni e dei nuclei). Invece, se esiste un'energia massima E_{\max} , per i nuclei di massa A , dalla conservazione del fattore di Lorentz consegue che i protoni secondari non potranno raggiungere energie superiori a E_{\max}/A . Questo fatto risulta evidente dalle linee tratteggiate in Fig. 12, corrispondenti al caso in cui l'iniezione dei nuclei di Fe ha una soppressione esponenziale a partire da 10^{20} eV.

La composizione di Auger, come rappresentata in Fig. 5, mostra per $E \gtrsim 10^{18.3}$ un aumento della massa ($\langle X_{\max} \rangle$) e una diminuzione delle fluttuazioni ($\sigma_{X_{\max}}$). Poichè ad una composizione mista corrisponde una dispersione maggiore di quelle relative alle singole masse, il quadro complessivo che emerge dalla composizione di Auger è quello di masse crescenti con mescolamento limitato. Tra tutti i nuclei, i protoni, avendo le fluttuazioni maggiori, debbono necessariamente essere soppressi al crescere dell'energia.

Questa descrizione, sicuramente semplificata, porta alla necessità di un meccanismo di

⁵Il nucleone, non importa se si tratti di protone o neutrone, verrà rivelato come protone. Infatti, su questa scala, decade pressoché istantaneamente in protone.

⁶In questa descrizione, ci limitiamo a considerare tra i secondari solo i protoni, ma anche altri nuclei partecipano alla composizione di massa

soppressione dei protoni secondari di foto-disintegrazione. Questo si realizza, ad esempio, con un meccanismo di accelerazione limitato da una rigidità magnetica massima (vedi il riquadro).

Pertanto gli scenari a composizione mista, cioè con emissione dalle sorgenti di nuclei accelerati fino a una rigidità massima $R_{\max} = E_{\max}/(Ze)$, sono quelli che meglio si adattano ai dati di Auger nel loro complesso.

Per trovare qual è lo scenario che meglio si adatta ai dati di Auger, si ricorre ad un programma di *fit* combinato dello spettro e della composizione, in cui si ipotizza che lo spettro di iniezione segua una legge di potenza con rigidità massima e sia composto da cinque masse elementari (H, He, N, Si e Fe), ciascuna con un peso relativo. I valori spettrali e i pesi relativi costituiscono i parametri del *fit*. Per ogni insieme dei valori dei parametri, gli spettri delle singole componenti vengono propagate dal codice e le osservabili a Terra (spettro di energia e distribuzioni di X_{\max}) sono confrontate con quelle sperimentali, con l'uso di una funzione di verosimiglianza, *Likelihood*. In Fig. 13 sono mostrati i risultati del *best fit*, pubblicati in [20], limitatamente alla regione di energia sopra l'*ankle*.

Direzioni future

Come abbiamo visto precedentemente, lo studio combinato dello spettro e della composizione degli UHECR permette di individuare le caratteristiche delle sorgenti da cui originano. Però, diversamente dal caso dello scenario dominato dai protoni, l'adattamento ai dati degli scenari a composizione mista è soddisfacente soltanto al di sopra dell'*ankle*. Questo appare evidente in Fig. 13, se si osservano le linee tratteggiate, escluse dal *fit*. Infatti, la propagazione dei nuclei non riesce a produrre un *dip*, come avviene per i protoni, perché questa caratteristica, generata dalla produzione di coppie, risulta sub-dominante per ogni specie nucleare.

Pertanto, l'estensione del *fit* a energie inferiori richiede che l'*ankle* sia generato da una componente aggiuntiva. Una componente di origine Galattica è poco supportata dai limiti di accelerazione della nostra Galassia (paradigma SNR) ed inoltre produrrebbe un livello di anisotropia

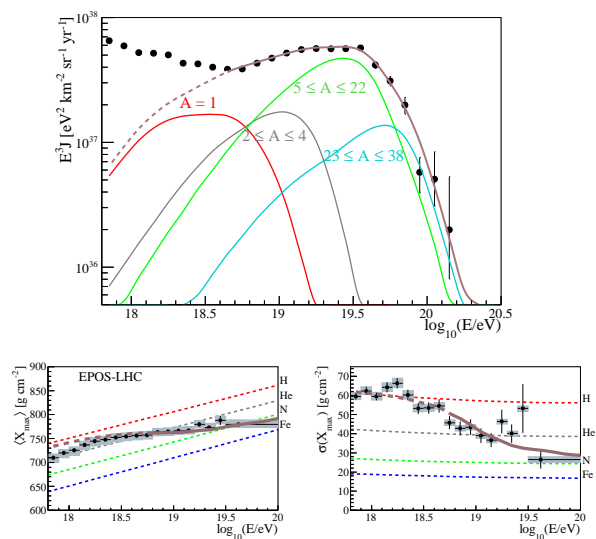


Figura 13: Alto: Spettro di energia ottenuto dal fit combinato. Gli spettri parziali e quello totale sono mostrati con colori differenti. Basso: Valor medio e deviazione standard di X_{\max} per i dati e per la predizione del fit (marrone). Il tratteggio si riferisce alla regione di energia non inclusa nel fit. Per tutte le notazioni e riferimenti vedi [20].

su larga scala che non si osserva nei dati. Quindi una soluzione è quella di ipotizzare un'altra popolazione di sorgenti extra-galattiche, il cui flusso, sovrapponendosi a quello ottenuto dal *fit* in Fig. 13, produca l'*ankle* e il conseguente cambio dell'indice spettrale osservato nei dati.

In alternativa a questa ipotesi, sono stati proposti in alcuni lavori dei meccanismi in cui l'*ankle* è prodotto dalle interazioni dei raggi cosmici con l'ambiente che circonda le sorgenti. Infatti, gran parte delle sorgenti astrofisiche ipotizzate come possibili candidate a sorgenti di UHECR, sono circondate da intensi campi magnetici, fotoni e polveri. In questo ambiente sono possibili sia processi di foto-disintegrazione che di spallazione dei nuclei. Tra i prodotti di questi processi i neutroni, non essendo intrappolati dai campi magnetici, possono uscire liberamente, causando un'emissione di protoni con diverso indice spettrale, che, per opportuni valori dei parametri ambientali, può generare lo spettro e la composizione osservata intorno all'*ankle*.



- [1] T. K. Gaisser, R. Engel, E. Resconi: *Cosmic Rays and Particle Physics: 2nd Edition*, Cambridge University Press, Cambridge (2016).
- [2] V. L. Ginzburg, S. I. Syrovatskii: *The Origin of Cosmic Rays*, Pergamon Press, Oxford (1964).
- [3] J. Abraham *et al.* [Pierre Auger]: *Correlation of the highest-energy cosmic rays with the positions of nearby active galactic nuclei*, *Astropart. Phys.*, 29 (2008) 188. [erratum: *Astropart. Phys.* 30 (2008), 45]
- [4] R. Aloisio, P. Blasi, I. De Mitri and S. Petrer; *Selected Topics in Cosmic Ray Physics* doi:10.1007/978-3-319-65425-6_1 [arXiv:1707.06147 [astro-ph.HE]].
- [5] T. Abu-Zayyad *et al.* [Telescope Array]: *The surface detector array of the Telescope Array experiment*, *Nucl. Instrum. Meth. A*, 689 (2013) 87.
- [6] M. Teshima: *The highest energy cosmic rays observed by AGASA*, *AIP Conference Proceedings*, 516 (2000) 365.
- [7] P. Sokolsky for the HiRes Collaboration: *Final Results from the High resolution Fly's Eye (HiRes) Experiment*, *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 212-213 (2011) 74.
- [8] The Pierre Auger Collaboration: *The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 798 (2015) 172.
- [9] D. Mazin: *Constraints on Extragalactic Background Light from Čerenkov telescopes: status and perspectives for the next 5 years*, *AIP Conf. Proc.*, 1112 (2009) 111..
- [10] K. Greisen: *End to the Cosmic-Ray Spectrum?*, *Phys. Rev. Lett.* 16 (1966) 748.
G. T. Zatsepin, V.A. Kuz'min: *Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays*, *Sov. Phys. JETP Lett. (Engl. Transl.)*, 4 (1966) 78.
- [11] V. Berezhinsky, A. Z. Gazizov and S. I. Grigorieva: *On astrophysical solution to ultrahigh-energy cosmic rays*, *Phys. Rev. D*, 74 (2006) 043005.. doi:10.1103/PhysRevD.74.043005.
- [12] J. Allison *et al.*: *Geant4 developments and applications*, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 53 (2006) 270.
- [13] R. Alves Batista, A. Dundovic, M. Erdmann, K. H. Kampert, D. Kuempel, G. Müller, G. Sigl, A. van Vliet, D. Walz and T. Winchen: *CRPropa 3 - a Public Astrophysical Simulation Framework for Propagating Extraterrestrial Ultra-High Energy Particles*, *JCAP*, 5 (2016) 38.
- [14] D. Boncioli, A. Fedynitch and W. Winter: *Nuclear Physics Meets the Sources of the Ultra-High Energy Cosmic Rays*, *Sci. Rep.*, 7 (2017) 4882.
- [15] N. M. Gerasimova and I. L. Rozental: *Influence of the Nuclear Photoeffect on the Cosmic Ray Spectrum*, *Sov. Phys. JETP (Engl. Transl.)*, 14 (1962) 350.
- [16] A. M. Hillas: *The Origin of Ultrahigh-Energy Cosmic Rays*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 22 (1984) 425.
- [17] D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle, G. Schatz and T. Thouw: *CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers*, FZKA-6019.
- [18] T. Pierog, M. Alekseeva, T. Bergmann, V. Chernatkin, R. Engel *et al.*: *First results of fast one-dimensional hybrid simulation of EAS using CONEX*, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 151 (2006) 159.
- [19] R. Aloisio, D. Boncioli, A. Di Matteo, A. F. Grillo, S. Petrer, F. Salamida: *SimProp v2r4: Monte Carlo simulation code for UHECR propagation*, *JCAP*, 11 (2017) 9.
- [20] A. Aab *et al.* [Pierre Auger]: *Combined fit of spectrum and composition data as measured by the Pierre Auger Observatory*, *JCAP*, 4 (2017) 38. [erratum: *JCAP* 03 201, E02]

Sergio Petrer: già Professore Ordinario di Fisica Generale presso l'Università di Lecce e poi di Fisica Nucleare e Subnucleare presso l'Università dell'Aquila, dove ha ricoperto diverse cariche. Attualmente è Senior Professor al Gran Sasso Science Institute a L'Aquila. Fino al 1985 ha svolto principalmente esperimenti di fisica delle particelle ad acceleratori, al CERN e al Fermilab, con ricerche di quark pesanti prodotti da adroni e neutrini. Successivamente ha indirizzato i suoi interessi alla fisica astroparticellare con l'esperimento MACRO ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso, indirizzato alla ricerca di monopoli magnetici, oscillazioni di neutrini atmosferici e bursts di neutrini da collapsi stellari. A partire dal 2000 ha indirizzato le sue ricerche allo studio dei raggi cosmici di energia ultra-elevata presso l'Osservatorio Pierre Auger in Argentina.

Francesco Salamida: ha conseguito la Laurea in Fisica nel 2003 presso l'Università degli studi di Lecce e il Dottorato in Fisica nel 2007 presso l'Università dell'Aquila. Dopo Post-Doc all'Aquila, al Karlsruhe Institute of Technology, all'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay e all'INFN di Milano Bicocca, dal 2019 è Professore Associato presso il Dipartimento di Scienze Fisiche e Chimiche dell'Università dell'Aquila dove tiene vari corsi tra i quali quello di Fisica Nucleare e Subnucleare nel Corso di Laurea Magistrale in Fisica. La sua ricerca si concentra sulla fisica sperimentale dei raggi cosmici ad altissima energia nell'ambito dell'Osservatorio Pierre Auger in Argentina e sulla ricerca del doppio decadimento beta senza neutrini come membro dell'esperimento GERDA/LEGEND presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso.

