



ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE

Sezione di Perugia

INFN/TC-09/06

15 Ottobre 2009

**FLUSSI MISURATI DI PROTONI ED ELIO E L'ORIGINE DEL
GINOCCHIO NELLO SPETTRO DELLA RADIAZIONE
COSMICA**

Antonio Codino

INFN-Sezione di Perugia, Dipartimento di Fisica Università, Perugia, Italia

Sommario

Si esaminano concisamente le osservazioni dei ginocchi degli spettri in energia di protoni ed elio nell'intervallo 10^{15} - 10^{17} eV effettuati dagli esperimenti Eas-top e Cascade nonché la coerenza generale dei risultati ottenuti.

Benché sussistano differenze nei flussi dei singoli ioni e nella forma degli spettri osservati causate dalle varie procedure adottate nell'analisi dati, alcune caratteristiche basilari degli spettri misurati permettono di discriminare le teorie esistenti sull'origine e la natura del ginocchio e dei ginocchi dei singoli ioni nello spettro della radiazione cosmica primaria. Si prova che le proprietà misurate degli spettri dei protoni oltre 10^{16} eV sono in disaccordo con il meccanismo di accelerazione diffusivo con onde d'urto nei resti di supernova che prevede un crollo di efficienza accelerativa degli ioni cosmici con l'energia oltre 10^{15} eV. Il disaccordo è quantificato in una differenza di 3 ordini di grandezza a 10^{17} eV tra flussi osservati di protoni e flussi previsti.

Le caratteristiche osservate degli spettri di protoni oltre 10^{15} eV costituiscono un risultato conclusivo per la spiegazione dell'origine e la natura del ginocchio dello spettro della radiazione cosmica secondo la recente *Teoria degli Indici Spettrali Costanti* dove i ginocchi e il ginocchio, essendo estranei a qualsivoglia meccanismo accelerativo, sono effetti della propagazione dei raggi cosmici galattici, legati alle dimensioni finite del disco, alla forma e intensità del campo magnetico, alla posizione del sistema solare nella Via Lattea e alla quantità di gas nel mezzo interstellare.

Published by **SIS-Pubblicazioni**
Laboratori Nazionali di Frascati

1 INTRODUZIONE

Proprietà misurabili degli sciami atmosferici generati da nuclei cosmici primari sono stati investigati da numerosi esperimenti sin dalla scoperta del ginocchio nello spettro della radiazione cosmica [1]. Alcuni esperimenti, come ad esempio Haverah Park [2] e Akeno [3], dalle proprietà note degli sciami atmosferici e dalle variabili empiriche registrati dai rivelatori, sono riusciti a separare tutti i nuclei della radiazione cosmica in due gruppi, denotati leggeri e pesanti. Un ulteriore progresso è stato compiuto, ad esempio, dall'esperimento Eas-top [4] attivo tra il 1995 e il 2003, che suddivide tutti gli ioni in tre gruppi usando come osservabili principali degli sciami atmosferici il numero di elettroni e il numero di muoni registrati dai rivelatori. L'esperimento Cascade attivo dal 1998 sino ai nostri giorni, ha identificato 5 gruppi di ioni ponendosi all'avanguardia in tale settore.

In un numero di lavori pertinenti questa ricerca la Collaborazione Cascade ha provato che il flusso degli ioni leggeri, protoni e nuclei di elio, nella decade 10^{15} - 10^{16} eV diminuisce di oltre un ordine di grandezza comparato al flusso estrapolato basato su numerose misure al di sotto 10^{15} eV. Il flusso estrapolato ha un indice spettrale di 2.7 mentre gli indici osservati degli spettri di H ed He eccedono il valore di circa 4. L'esperimento Cascade ha scoperto che il flusso protonico nella banda di energia 5×10^{16} - 10^{17} eV non continua a decrescere con la pendenza ripida di oltre 4 misurata nella decade 5×10^{15} - 5×10^{16} [5–7], ma la sua discesa si addolcisce indipendentemente dall'algoritmo adottato nell'analisi dati.

Lo scopo di questo studio è di trarre le conseguenze delle misure degli spettri di protoni ed elio nell'intervallo 10^{15} - 10^{18} eV sui meccanismi all'origine del ginocchio presente all'energia nominale di 3×10^{15} eV. La ricerca si concentra sul conflitto tra proprietà osservate degli spettri degli ioni leggeri e gli spettri teorici derivati dal meccanismo di accelerazione dei raggi cosmici con onde d'urto nei resti di supernove. Pertanto la presente ricerca ha solamente una *pars destruens* di un processo ipotetico che non accade in Natura nella forma quantitativa ventilata da molti ricercatori nella fisica dei raggi cosmici sin dal 1967. La *pars construens* cioè la corretta spiegazione della natura e dell'origine del ginocchio derivata dalla *Teoria degli Indici Spettrali Costanti* [8–11], è omessa qui, perché al fuori del perimetro di questa ricerca. La *pars construens* è descritta in dettaglio altrove [8]. Alcuni risultati di questa teoria sono adottati qui come guida, come *ordo rerum*, per una concisa articolazione dei dati sperimentali. Essa fornisce simultaneamente le abbondanze ioniche, gli spettri in energia e le pendenze degli spettri degli ioni (o gruppi di ioni) a qualunque energia da 10^{12} a 5×10^{19} eV.

I vari elementi di questa ricerca sono presentati come segue. Nelle Sezione 2 si presentano i dati sugli spettri in energia di H ed He misurati dagli esperimenti Eas-top e Cascade nell'intervallo di energia 10^{15} - 10^{17} eV. Nella Sezione 3 si presenta la com-

posizione chimica della radiazione cosmica espressa tramite $\langle \ln(A) \rangle$ nella banda di energia 10^{15} - 10^{18} eV misurata dagli esperimenti Auger, Haverah Park, HiRes e altri. Si argomenta che il profilo osservato di $\langle \ln(A) \rangle$ corrobora le caratteristiche qualitative basilari degli spettri di protoni misurati dagli esperimenti Eas-top e Cascade sulla base della regolarità, continuità e plausibilità empiriche. La Sezione 4 riporta gli spettri di sei ioni derivati dalla *Teoria degli Indici Spettrali Costanti* come schema vantaggioso per organizzare i dati sperimentali. Nelle Sezioni 5 e 6 si descrive il disaccordo tra i dati sperimentali e l'ipotesi che il ginocchio e i ginocchi degli spettri degli ioni siano generati per perdita di efficienza del meccanismo accelerativo con onde d'urto nei resti di supernova nell'intervallo di energia 10^{14} - 10^{18} eV. Nella Sezione 7 si analizzano gli spettri degli ioni ottenuti con gli algoritmi Sibyll e QGSJet dell'esperimento Cascade e si pone in evidenza la contaminazione tra alcuni gruppi di ioni. Si mostra altresì la contaminazione del gruppo CNO da parte dell'elio negli spettri misurati dall'esperimento Eas-top. Si rileva quindi che ignorando tali contaminazioni il confronto fatto da altri autori con gli spettri teorici degli ioni derivati dalla teoria accelerativa diffusiva è malfermo e inconcludente. La Sezione 8 contiene commenti e conclusioni.

Si ricorda qui che né l'algoritmo QGSJet né l'algoritmo Sibyll adottati dall'esperimento Cascade descrivono le osservabili degli sciami atmosferici nell'intervallo di energia 10^{15} - 10^{17} eV (vedasi par. 2.2 ref. [5]). Pertanto i risultati della disamina degli spettri degli ioni riportati nella Sezione 7 non sorprenderanno. Si aggiunge e si anticipa che la *Teoria degli Indici Spettrali Costanti* è in accordo generale con gli spettri in energia degli ioni di Cascade ottenuti con il metodo deconvolutivo (vedasi par. 3.2 ref. [16]).

2 SPETTRI DI PROTONI E NUCLEI DI ELIO AD ENERGIE AL DI SOTTO DI 10^{17} eV

Gli spettri degli ioni singoli o raggruppati misurati dalla Collaborazione Cascade nel corso di un decennio sono basati su varie procedure di misura; quelli attinenti questo studio verranno denotate qui, sinteticamente e in modo arbitrario, algoritmo QGSjet, algoritmo Sibyll e metodo deconvolutivo.

Lo spettro dei protoni misurato da Cascade con gli algoritmi QGSjet e Sibyll sono mostrati in Figura 1. Lo spettro dei protoni calcolato attraverso la *Teoria degli Indici Costanti* è mostrato nella stessa figura dove è data anche un'ulteriore misura di flusso a 8×10^{13} eV di Eas-top [12]. Il flusso di protoni a 10^{12} eV è basato su una nota compilazione [13] ed è stato modificato tenendo conto dello *spettro completo* (spettro di tutte le particelle) misurato da Cascade.

La forma dello spettro dei protoni derivato dall'algoritmo Sibyll [6] si conforma a

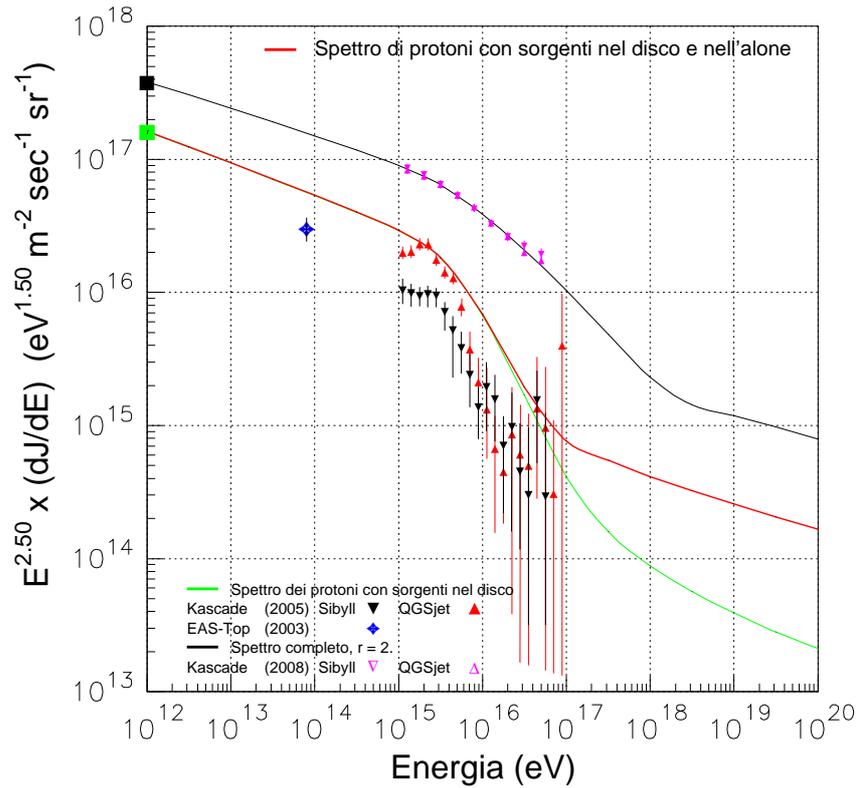


Figure 1: Spettri di protoni ottenuti con gli algoritmi QGSjet e Sibyll dell'esperimento Kascade. La figura mostra inoltre lo *spettro completo* derivato dalla *Teoria degli Indici Costanti* e i relativi dati dell'esperimento Kascade.

quello teorico, e allorché i valori assoluti dello spettro sono moltiplicati per un fattore costante di 2.4 come mostrato in Figura 2, lo spettro calcolato coincide con lo spettro misurato in tutto l'intervallo 10^{15} - 10^{17} eV. Al contrario, la forma dello spettro dei protoni dell'algoritmo QGSjet mostrato in Figura 1 differisce da quello teorico perché ha una pendenza più ripida nell'intervallo 5×10^{15} - 2×10^{16} eV.

In Figura 3 è mostrato lo spettro dell'elio nell'intervallo 10^{15} - 10^{17} eV ottenuto dall'esperimento Kascade con gli algoritmi Sibyll e QGSjet [14,15]. Lo spettro calcolato dell'elio è normalizzato a 1 TeV all'intensità di 1.0×10^{17} particelle/m² s sr eV^{1.5} [12] usando il flusso misurato mostrato in Figura 3 (quadrato verde). Il flusso medio di elio di 8.2×10^{16} particelle/m² s sr eV^{1.5} misurato da Eas-top all'energia di 8×10^{13} eV [13] mostrato in Figura 3 (losanga blu) supera quello calcolato di un fattore 2.0 (il valore medio) mentre il flusso misurato dei protoni alla medesima energia (losanga blu in Figura 1) scarseggia per un fattore 1.95 da quello teorico.

Gli spettri di protoni ed elio di Kascade ottenuti con il metodo deconvolutivo per la identificazione degli ioni [16] sono mostrati nelle Figure 4 e 5. I corrispondenti spettri teorici sono riportati nelle medesime figure insieme ad alcuni dati dello spettro completo

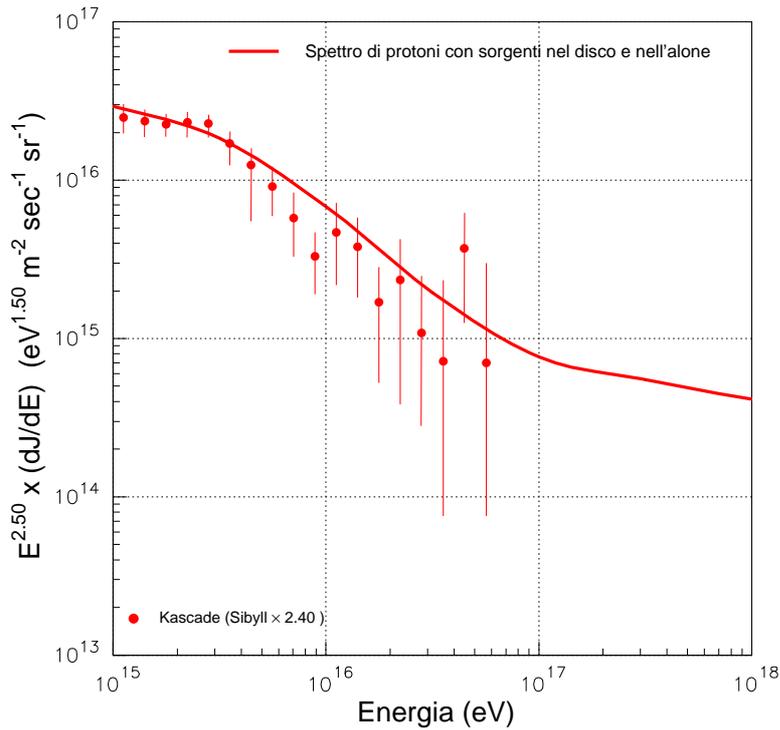


Figure 2: Spettro di protoni (Sibyll) misurato da Kascade comparato con quello calcolato con la *Teoria degli Indici Spettrali Costanti*. Il flusso sperimentale è stato moltiplicato per un fattore costante di 2.4.

(esperimenti Haverah Park e Kascade) i quali forniscono un vasto ed variegato sostegno alla teoria.

Comparando gli spettri teorici con quelli misurati da Kascade risaltano alcune notevoli differenze sia nei flussi sia nelle pendenze degli spettri. Riguardo ai flussi, nell'intervallo $(1-3) \times 10^{15}$ eV, emerge che il flusso protonico misurato (Sibyll) di 1.0×10^{16} particelle/(m^2 s sr $eV^{1.5}$) è inferiore di un fattore medio di circa 2.4 a quello calcolato. Al contrario, il flusso misurato di elio nell'intervallo $(2-4) \times 10^{15}$ eV dell'algoritmo QGSjet supera di un fattore 2 quello calcolato. Pertanto la somma dei flussi di H ed He di circa 6.5×10^{16} particelle/ m^2 s sr $eV^{1.5}$, nel predetto intervallo, tende a compensare le menzionate differenze creando un accordo fittizio con la teoria. Ad esempio, il flusso calcolato di H ed He a 10^{15} eV è di 5×10^{16} particelle/ m^2 s sr $eV^{1.5}$ (Fig. 4) mentre quello osservato da Kascade (Sibyll) è di 2.5×10^{16} particelle/ m^2 s sr $eV^{1.5}$ e quello misurato da Eas-top è di 9.0×10^{16} nelle stesse unità.

Le pendenze massime degli spettri dei protoni sono 3.7 (Figura 2) nell'intervallo 4×10^{15} - 4×10^{16} eV e 3.75 (Figura 4) nell'intervallo 3×10^{15} - 10^{16} eV (metodo deconvolutivo). Questi valori non discordano dalle pendenze teoriche calcolate mostrate nelle

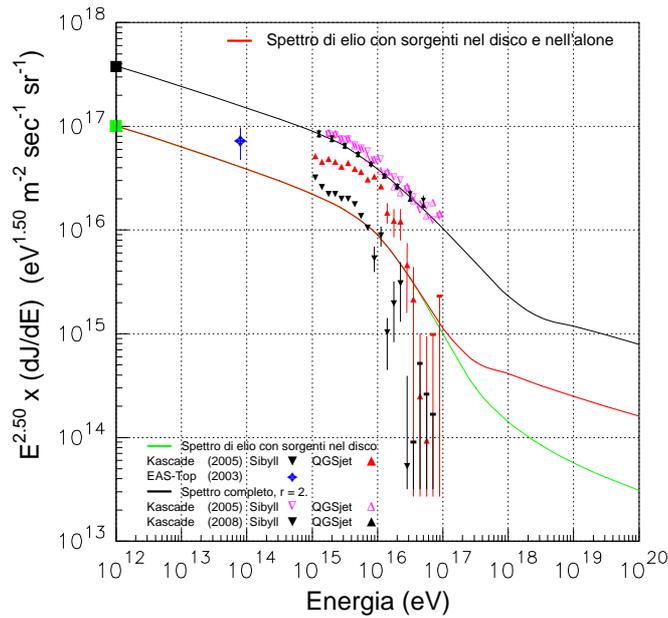


Figure 3: Spettri di nuclei di elio ottenuti con gli algoritmi QGSjet e Sibyll dell'esperimento Cascade.

medesime Figure 2 e 4.

Gli spettri di H ed He (QGSjet) hanno pendenze massime ¹ più ripide di quelle risultanti dalla teoria. La pendenza massima dello spettro di protoni (QGSjet) è circa 5.0 che si osserva nella banda di energia 5×10^{15} - 1.5×10^{16} eV e le pendenze massime degli spettri dell'elio stimati dai dati della Figura 3 sono 5.2(Sibyll) tra 1.0×10^{16} e 4.5×10^{16} eV e 7.6 (QGSjet) tra 2×10^{16} e 5.16×10^{16} eV.

La somma dei flussi di elio e protoni misurata dall' esperimento Eas-top [17] nell' intervallo 10^{15} - 1.06×10^{16} eV è mostrata in Figura 6 insieme ai corrispondenti spettri teorici secondo la *Teoria degli Indici Costanti*. Si noti che lo spettro teorico degli ioni leggeri (H+ He) ha una pendenza meno ripida di quella misurata da Eas-top che, nella banda 4×10^{15} - 1.06×10^{16} eV, ha un valore di circa 5.5. Gli spettri dei nuclei CNO e Fe sono anche mostrati in Figura 6 insieme a quelli corrispondenti della teoria. Essi saranno esaminati in dettaglio nella Sezione 7.

In sintesi, l'esperimento Cascade nel limitato intervallo di energia $(1-4) \times 10^{15}$ eV riporta un eccesso di flusso di He comparato a quello teorico, che, all'energia di 2×10^{15} eV, differisce da quello misurato per un fattore di 2.5 (QGSjet), 1.5 (metodo deconvolutivo) e

¹I valori delle pendenze (o indici) massime riportati sono adeguati allo scopo di tale lavoro. Gli errori sulle pendenze variano dal 10 al 30% circa e si adotta l' ipotesi tacita di pendenza costante in un dato intervallo di energia. Tale ipotesi non si presta alla mutevolezza da algoritmo degli spettri in energia misurati da Eas-top e Cascade esigendosi, per una maggiore precisione, indici variabili con l' energia.

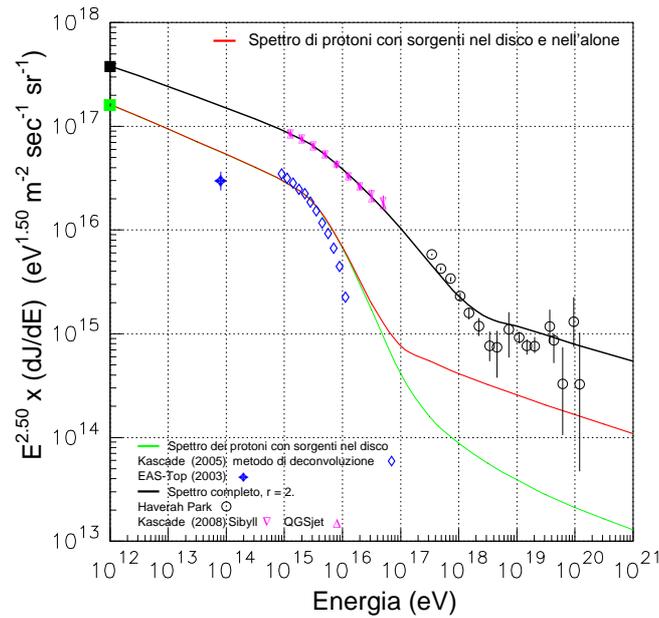


Figure 4: Spettro di protoni ottenuto con il metodo deconvolutivo dell'esperimento Kascade comparato con il corrispondente spettro ottenuto con la *Teoria degli Indici Spettrali Costanti*.

1.17 (Sibyll). L'esperimento Eas-top, eccettuata la misura a 10^{15} eV (vedasi la Figura 6, primo dato), che eccede la teoria per un fattore medio di 1.75, registra un enorme deficit di flusso di ioni leggeri (da intendersi come ginocchi di H ed He) comparato ai flussi teorici. Il deficit raggiunge un ordine grandezza a 10^{16} eV.

Nella Sezione 7 i valori piuttosto elevati dei flussi di elio riportati da Kascade e Eas-top saranno correlati a specifiche distorsioni degli spettri degli ioni intermedi e pesanti.

3 GLI SPETTRI DEGLI IONI LEGGERI E LA COMPOSIZIONE CHIMICA DEI RAGGI COSMICI OLTRE 10^{17} eV

Nel seguito viene suggerito che le forme degli spettri misurati di protoni ed elio determinate dall'esperimento Kascade nell'intervallo 10^{15} - 10^{17} eV mostrati nelle Figure 1, 3, 4, 5 e 6 sono compatibili e si raccordano con la composizione chimica espressa tramite $\langle \ln(A) \rangle$ nell'attigua decade di energia 10^{17} - 10^{18} eV misurata da vari esperimenti (Auger, Haverah Park, HiRes e altri) [18–20]. Di fatto, il crollo ripido dello spettro protonico misurato da Kascade caratterizzato da una pendenza massima di circa 5 (algoritmo QGSjet, ad esempio) tra 3×10^{15} e 2×10^{16} eV (ginocchio del protone, vedasi la Figura 1) invece di continuare ad energie più elevate con la stessa pendenza o una più ripida, si arresta e si mitiga oltre 4×10^{16} eV, dando luogo ad una notevole frazione di protoni nel flusso totale

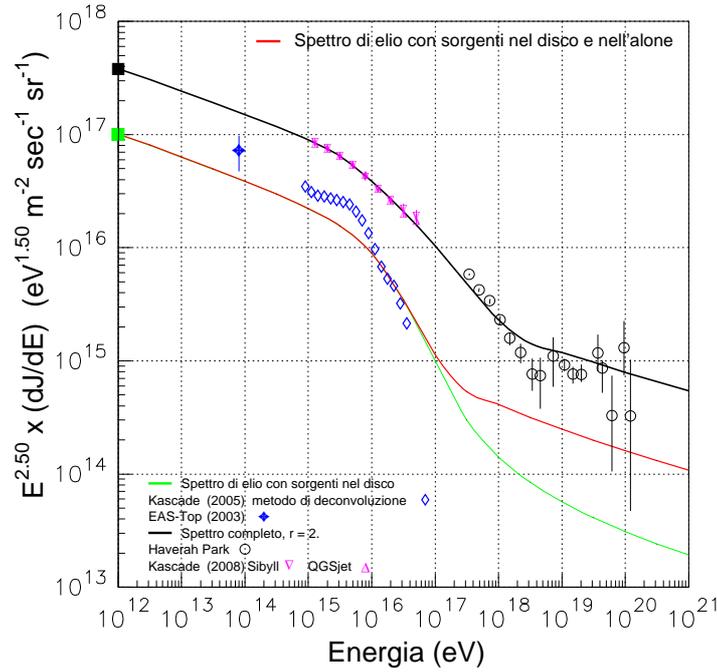


Figure 5: Spettro di elio ottenuto con il metodo deconvolutivo dell'esperimento Kascade comparato con il corrispondente spettro ottenuto con la *Teoria degli Indici Spettrali Costanti*.

della radiazione cosmica. L'andamento della pendenza con l'energia dello spettro protonico dell'algorithm Sibyll è simile. Questa Sezione 3 è incentrata su questa caratteristica dei dati sperimentali, fondamentale per lo scopo di tale studio.

La Figura 7 riporta $\langle \ln(A) \rangle$ misurato da Kascade nell'intervallo 10^{15} - 10^{17} eV [21] con il metodo deconvolutivo che si avvale di alcune osservabili degli sciami atmosferici [16] piuttosto insensibili ai modelli d'interazione adronica che in più modi subentrano nel processo di misura. Il profilo di $\langle \ln(A) \rangle$ risultante dai dati di Eas-top [22] è altresì mostrato nella stessa figura esibendo, in media, valori di $\langle \ln(A) \rangle$ leggermente più elevati di quelli determinati da Kascade. Nella stessa Figura 7 sono mostrati i dati di $\langle \ln(A) \rangle$ estratti dalla profondità atmosferica media X_{max} misurati dagli esperimenti Auger [18], Haverah Park [19] e HiRes [20]. La conversione delle misure di X_{max} in $\langle \ln(A) \rangle$ è discussa in dettaglio altrove [23,24].

I singoli ioni dello spettro della radiazione cosmica primaria alle energie oltre 10^{17} eV non sono identificati sperimentalmente; si misura solo la loro massa atomica media denotata con la variabile $\langle \ln(A) \rangle$. Cosicché, ad esempio, se le frazioni degli ioni a 10^{15} eV per la sequenza H, He, CNO, Ne-S, Ca e Fe sono .325, .25, .142, .14, .017 e .125 [12], allora, la massa media $\langle \ln(A) \rangle$ risultante, chiamata massa media logaritmica dei nuclei

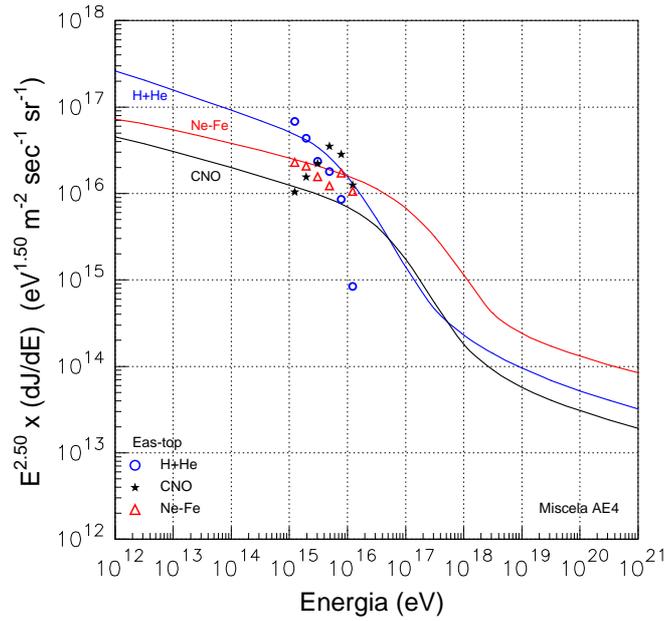


Figure 6: Spettro di ioni leggeri (cerchietti blu) costituito da protoni e nuclei di elio misurato dall'esperimento Eas-top confrontato con il corrispondente spettro della *Teoria degli Indici Spettrali Costanti*.

cosmici, è 1.76. Se il flusso di elio fosse raddoppiato, e quello protonico dimezzato e il resto degli ioni armonizzato di conseguenza, la stessa sequenza di ioni darebbe un $\langle \ln(A) \rangle$ di 1.80.

Le misure di X_{max} sono convertite in $\langle \ln(A) \rangle$ valutando (teoricamente) la profondità atmosferica media in funzione dell'energia dei nuclei Fe e dei protoni, come mostrato in Figura 8, usando i codici di simulazione Sibyll e QGSjet (curve sottili blu e rosse valutate da Heck [25]). Si adottano qui, per la conversione, i valori medi dei due profili X_{max} (H) e X_{max} (Fe) e si applicano a tutti gli esperimenti sistematicamente. Per confronto, nella stessa Figura 8 l'elongazione (X_{max}) per H e Fe adottata da Auger [18] è riportata insieme a quella dell'esperimento HiRes [20]. Il profilo teorico di X_{max} impiegato da Auger a $10^{17.5}$ eV differisce di 9 g/cm^2 da quello usato in questo lavoro. Si noti che tale spostamento genera protoni e deprime i nuclei di Fe rispetto al profilo di X_{max} di questo studio.

È anche interessante esaminare la differenza tra le due curve X_{max} (H) e X_{max} (Fe) denotata qui D_{max} , e non solamente i valori assoluti. La differenza teorica $D_{max} = X_{max}$ (H) - X_{max} (Fe) in funzione dell'energia nell'intervallo 10^{17} - 10^{19} eV è mostrata in Figura 9. All'energia di $10^{17.5}$ eV i valori di D_{max} in 4 differenti valutazioni sono compresi tra 80 e 100 g/cm^2 mentre in 2 valutazioni [26] D_{max} spazzola tra 122 e 131 g/cm^2 nell'intervallo 10^{17} - 10^{19} eV. Dai dati riportati nelle Figure 8 e 9 si conclude che la conversione

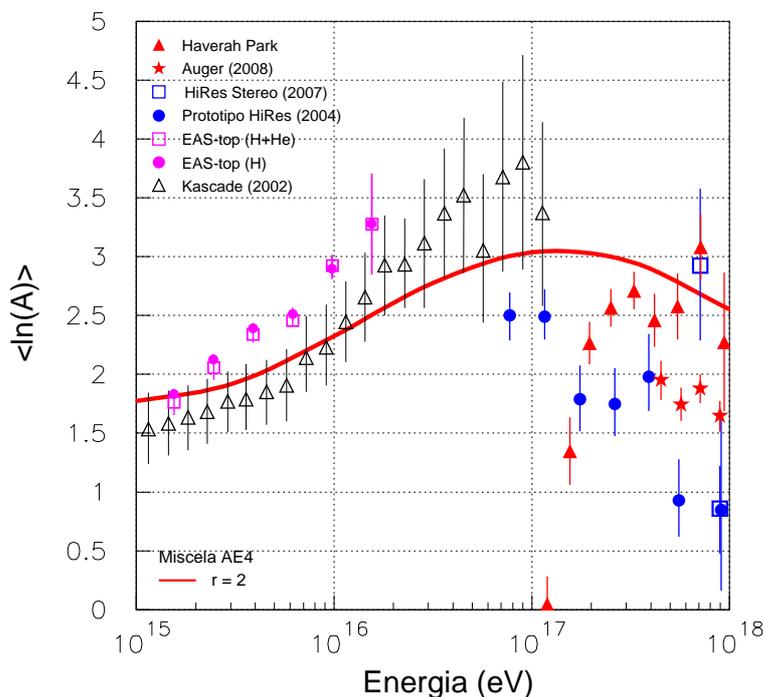


Figure 7: Composizione chimica della radiazione cosmica espressa tramite $\langle \ln(A) \rangle$ osservata dagli esperimenti Auger, HiRes, Eas-top e Cascade comparata al corrispondente profilo teorico (curva rossa) derivato dalla *Teoria degli Indici Costanti*.

di X_{max} in $\langle \ln(A) \rangle$ adottata in questo studio non si discosta dalle conversioni usate nei grandi esperimenti evitando profili di X_{max} desueti se pur giustificabili.

Intorno all'energia di 10^{17} eV, dove si sovrappongono i dati di HiRes e Cascade attinenti $\langle \ln(A) \rangle$ (si veda la Fig. 7), compare una discrepanza media di 1 unità. Ad esempio, le pendenze degli spettri di H ed He nell'intervallo 7×10^{15} - 4×10^{16} eV nelle Figure 1 e 3 sono, rispettivamente, circa 4.6 e 5.8. Valori simili degli indici sono valutati nella Sezione 2 in bande d'energia ristrette. Se gli spettri di H e He crollassero con queste pendenze oltre 4×10^{16} eV, la somma estrapolata delle frazioni di H ed He all'energia di 4×10^{17} eV (la misura di Auger a energia più bassa), sarebbe inferiore a 0.5 per cento. Ciò implicherebbe la dominanza degli ioni pesanti caratterizzata da valori medi di $\langle \ln(A) \rangle$ di circa 2.80 a questa energia (4×10^{16} eV). I piccoli valori di $\langle \ln(A) \rangle$ compresi tra 1.6 e 2.5 degli esperimenti HiRes e Auger oltre 4×10^{17} eV indicano che le cadute dei flussi di protoni ed elio con pendenze di 4.6 e 5.8 cessano comunque, probabilmente intorno ed oltre 5×10^{16} eV. In tal modo si ottengono frazioni di flusso di H ed He congrui con i valori osservati di $\langle \ln(A) \rangle$.

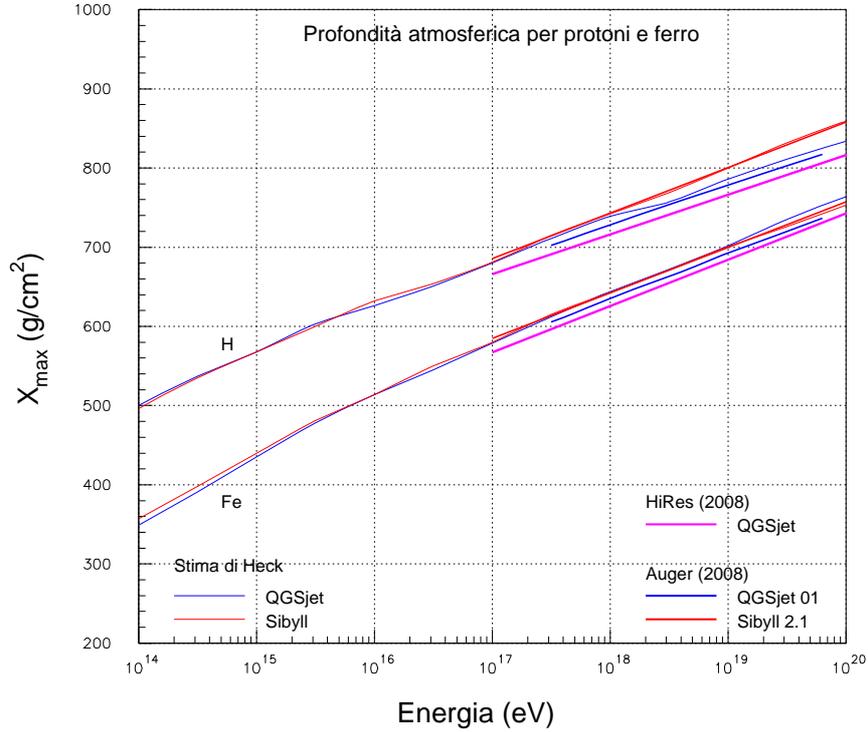


Figure 8: Profondità atmosferica (g/cm²) versus energia dei massimi teorici medi di sciami adronici iniziati da protoni e nuclei di ferro valutati da Heck (curve sottili blu e rosse). È mostrato anche il corrispondente profilo di X_{max} adottato dagli esperimenti HiRes (curva rosa) e Auger (curve spesse blu e rosse).

4 SPETTRI DI PROTONI ED ELIO DERIVATI DALLA TEORIA DEGLI INDICI SPETTRALI COSTANTI

La *Teoria degli Indici Spettrali Costanti* determina gli spettri in energia dei singoli ioni oltre le energie della modulazione solare, sino a 5×10^{19} eV, con un solo punto di normalizzazione per il flusso degli ioni singoli o degli ioni raggruppati. I parametri della teoria che specificano abbondanze e intensità degli ioni sono chiamati, concisamente, miscele ioniche. La miscela ionica adottata in questo studio è denotata AE4 ed è usata anche in altro lavoro [24]. I sei ioni H, He, N, Si, Ca e Fe, hanno, nell'ordine, frazioni di .424, .265, .119, .092, .012 e .087 all'energia di normalizzazione di 1 TeV con flusso di 2.71×10^{17} particelle/m² s sr eV^{1.5}. Lo ione N comprende il gruppo CNO, il silicio il gruppo Ne-S, il calcio il gruppo (Cl-Ca) e il ferro il gruppo (Sc-Ni). Con tale normalizzazione nessun altro parametro è necessario alla teoria oltre 10¹² eV.

Lo *spettro completo* è la somma degli *spettri parziali* degli ioni singoli (sei curve) e sono mostrati insieme in Figura 10. Si considerino le seguenti proprietà generali:

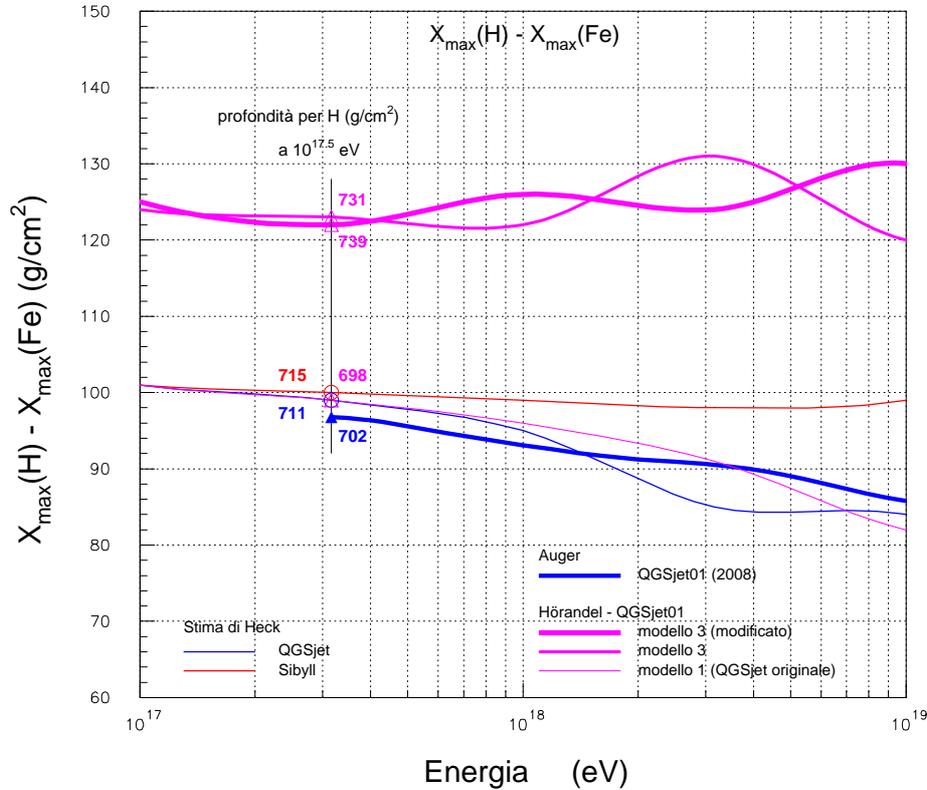


Figure 9: Differenze medie nelle profondità atmosferiche tra protoni e nuclei di ferro in differenti modelli adronici delle cascate atmosferiche.

- (A) Il ginocchio del protone si osserva ad una energia (3×10^{15} eV) inferiore a quella dell'elio; il ginocchio dell'elio (7.5×10^{15} eV) si osserva ad una energia inferiore a quella del ginocchio del gruppo CNO e così di seguito. Esiste una gerarchia nei punti di piegatura (ginocchi) dei flussi dei singoli ioni lungo l'asse dell'energia. Una tale gerarchia concerne pendenze massime e flussi e deriva dalla teoria in modo necessario e privo di ambiguità (vedasi Fig. 4 Ref. [27]).
- (B) La composizione chimica della radiazione cosmica espressa tramite $\langle \ln(A) \rangle$ necessariamente aumenta nella regione di energia dove si osservano i ginocchi dei singoli ioni, cioè tra 3×10^{15} eV e 10^{17} eV. Ciò è una conseguenza ovvia delle proprietà degli spettri mostrati in Figura 10. Le frazioni degli ioni in funzione dell'energia che corrispondono agli spettri della Figura 10 sono mostrati in Figura 11. L'andamento crescente (teorico e sperimentale) di $\langle \ln(A) \rangle$ di Figura 7 riflette, semplicemente, le abbondanze degli ioni mostrati in Figura 11. Si noti che numerosi esperimenti

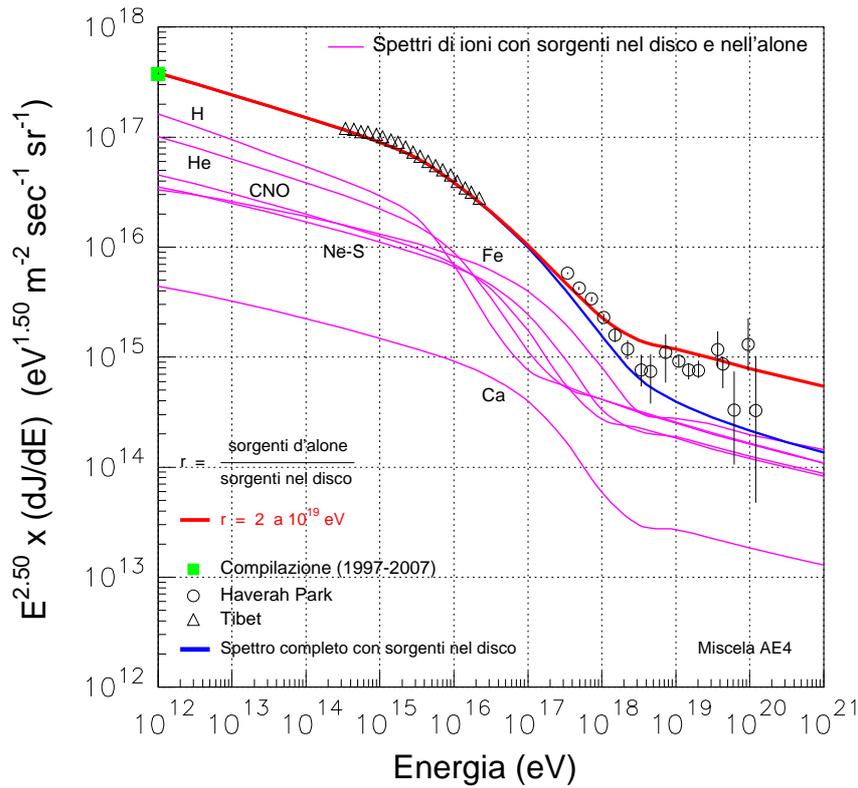


Figure 10: Spettri in energia di 6 ioni (*spettri parziali*) e della loro somma (*spettro completo*) derivati dalla teoria degli indici costanti nell'intervallo 10^{12} - 5×10^{19} eV.

sono in accordo con l'incremento di $\langle \ln(A) \rangle$ oltre 10^{15} eV e sino a circa 10^{17} eV.

(C) Le pendenze massime degli spettri dei singoli ioni ai ginocchi sono compresi tra un massimo di 3.72 (H) e un minimo di 3.47 (Fe)[27]. Per la sequenza di ioni H, He, N, Si, Ca and Fe le pendenze massime in Figura 10 sono rispettivamente, 3.72, 3.64, 3.59, 3.55, 3.52 e 3.47. I valori delle pendenze massime sono di notevole importanza poiché incorporano gli effetti di vari processi galattici che regolano le proprietà misurabili dei raggi cosmici e discriminano le teorie sull'origine dei ginocchi.

Nella Figura 12 gli spettri in energia desunti dalla *Teoria degli Indici Costanti* sono comparati con quelli degli ioni cosmici misurati dall'esperimento Cascade in cui tutti i nuclei sono suddivisi in quattro gruppi secondo il metodo deconvolutivo [6]. In questo confronto globale si evince un accordo generale più che soddisfacente tenuto conto della complessità delle misure e delle eterogenee e numerose sorgenti di errori di misura. Gli spettri dei gruppi CNO e Ne-Fe, completano quelli delle Figure 4 e 5, che hanno scale d'intensità più grandi.

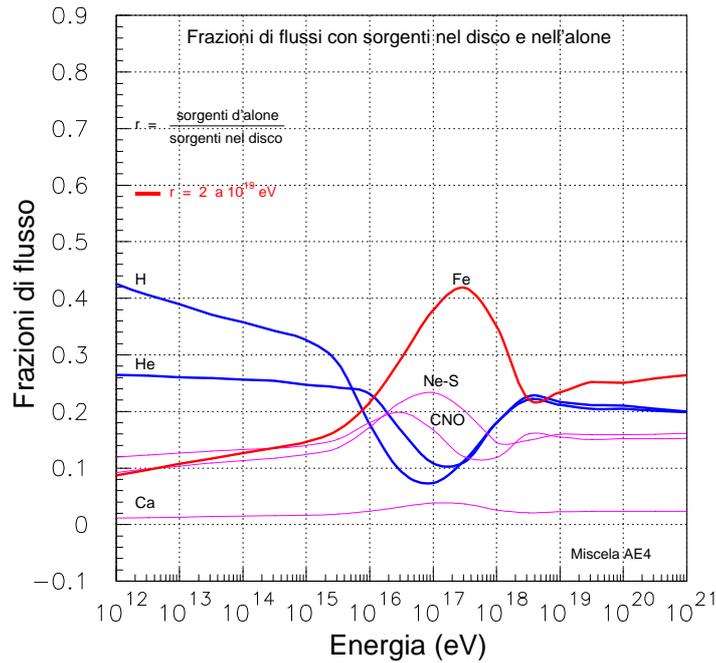


Figure 11: Abbondanze ioniche versus energia secondo la *Teoria degli Indici Spettrali Costanti* nell' intervallo 10^{12} - 5×10^{19} eV.

Nel seguito (Sezione 7) si renderà necessario un esame critico di alcuni aspetti degli spettri degli ioni misurati dagli esperimenti Cascade ed Eas-top. Svincolando tale esame critico dalla teoria per ancorarlo su un terreno puramente empirico si farà riferimento a tre proprietà legate alla sperimentazione denotate nel seguito proprietà o regole α , β e γ .

Gli spettri degli ioni nella zona di energia preginocchio hanno indici spettrali costanti e un andamento regolare, monotono (regola α). La Figura 13 mostra tale regolarità per gli spettri in energia di 11 ioni ad energie inferiori a 10^{15} eV.

I punti di piegatura, i crolli dei flussi, ovvero i ginocchi dei singoli ioni lungo l'asse dell'energia, procedono dal protone al ferro (regola β). La plausibilità empirica della regola deriva dagli esperimenti Eas-top e MACRO [28] e a livello semiquantitativo, dall'insieme dei spettri dei singoli ioni misurati dalle Collaborazioni Cascade e Eas-top e da altri esperimenti. Per una teoria adeguata della radiazione cosmica la regola β è riduttiva e minimale, esigendosi almeno da una teoria le posizioni esatte e le pendenze massime dei ginocchi, nonché le livellazioni dei flussi ai valori di regime nella zona energetica oltrecaviglia. Cosicché, ad esempio, le caratteristiche generali (A) e (B) di questa Sezione 4 definirebbero teoricamente in modo rigoroso e quantitativo questa proprietà β .

Un'estensione logica della regola β è la regola γ : l'esistenza empirica del ginocchio di un qualche ione tra il protone e il ferro implica quella degli altri ioni. S'ignora qui la

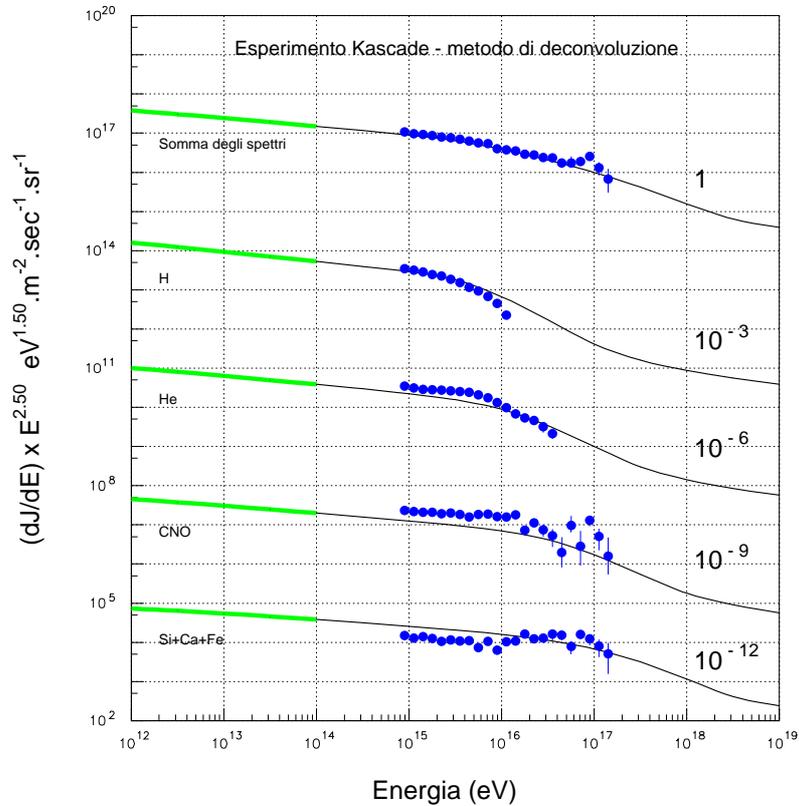


Figure 12: Spettri di energia di H, He, CNO e ioni pesanti (Si+Ca+Fe) misurati da Cascade con il metodo deconvolutivo [16] comparato con gli spettri derivati dalla *Teoria degli Indici Costanti* normalizzati a 10^{12} eV. Le curve spesse verdi ricoprono il dominio di energia delle misure dirette dei flussi dei nuclei cosmici effettuate con rivelatori trasportati da palloni e satelliti a piccole profondità atmosferiche.

questione se i nuclei secondari come il boro o il litio spallato abbiano ginocchi simili ai normali nuclei.

5 I GINOCCHI NON SONO GENERATI DALL'INEFFICIENZA ACCELERATIVA AL CRESCERE DELL'ENERGIA NEI RESTI DI SUPERNOVE

L'energia massima misurata da Cascade è di circa 10^{17} eV e il ginocchio del protone è ubicato approssimativamente a 3×10^{15} eV. Il ginocchio dell'elio e quelli degli altri ioni più pesanti si trovano ad energie più elevate come potrebbero suggerire gli spettri nella Figura 12 e l'insieme dei spettri dei singoli ioni misurati dalle Collaborazioni Cascade e Eas-top [4,7]. Pertanto lo spettro protonico presenta il ginocchio all'energia più bassa

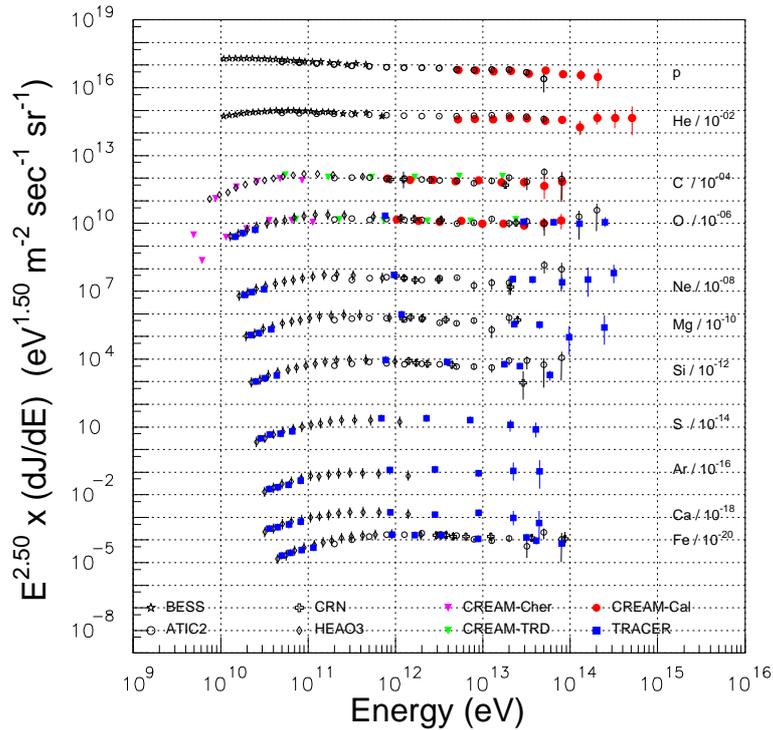


Figure 13: Spettri in energia di 11 ioni al di sotto di 10^{15} eV misurati da rivelatori trasportati da palloni e satelliti.

comparato a quelli degli altri ioni. Questo dato costituisce un punto fondamentale per la disamina delle predizioni di teorie differenti sull'origine del ginocchio e dei ginocchi.

Con tali premesse generali, due aspetti quantitativi degli spettri dei protoni misurati dall'esperimento Cascade mostrati nelle Figure 1 e 4 nell'intervallo di energia 10^{15} - 10^{17} eV sono irconciliabili con l'ipotesi di una rapida, caratteristica caduta di efficienza del meccanismo accelerativo con onde d'urto nei resti di supernove. Il primo aspetto è la divaricazione tra flusso calcolato e flusso misurato nella banda di energia 5×10^{16} - 10^{17} eV. Il secondo aspetto, ommesso qui perché trattato in altro lavoro [27] attiene la posizione del ginocchio del ferro allorché quello del protone è stato fissato empiricamente e teoricamente intorno a 3×10^{15} eV.

Al fine di descrivere quantitativamente la discrepanza del primo aspetto e meglio qualificarlo, si considerino gli spettri in energia dei singoli ioni derivati da un recente, autorevole calcolo [29,30] basato sul citato meccanismo accelerativo attraverso onde d'urto nei resti di supernove.

La Figura 14 compara lo spettro dei protoni misurato da Cascade (Sibyll) con quello risultante dal meccanismo di accelerazione diffusiva [29] e ne risulta una grande dif-

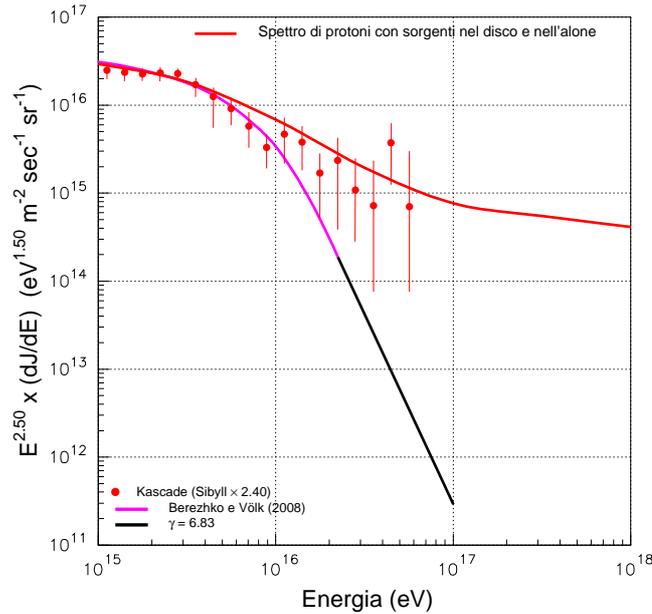


Figure 14: Spettro teorico di protoni secondo il meccanismo accelerativo con onde d'urto nei resti di supernova (curva rosa) e sua estrapolazione sino a 10^{17} eV (curva nera) confrontato con lo spettro misurato da Kascade (Sibyll). È mostrato anche lo spettro protonico della *Teoria degli Indici Costanti* (linea rossa in alto). Le due previsioni sono vincolate arbitrariamente allo stesso flusso di 3.0×10^{16} particelle/m² s sr eV^{1.5} a 10^{15} eV.

ferenza. Dati e previsioni sono normalizzati all'energia arbitraria di 2×10^{15} eV dove i flussi protonici misurati e calcolati sono posti uguali a 2.1×10^{16} particelle/m² s sr eV^{1.5}. La forma dello spettro osservato si accorda con la teoria, (curva rosa) sino a circa 2×10^{16} eV, poi si manifesta una discrepanza, che si divarica all'aumentare dell'energia. Poiché gli spettri teorici menzionati [29] sono limitati all'energia di 2×10^{16} eV, la comparazione esige una estrapolazione oltre tale energia. L'extrapolazione con la stessa pendenza si estende a 10^{17} eV (curva nera in Figura 14). Si evince dalla Figura 14 che la discrepanza raggiunge una differenza di oltre 2 ordini di grandezza all'energia massima misurata. Si noti inoltre che la egualizzazione dei flussi misurati e calcolati, all'energia arbitraria di 2×10^{15} eV richiesta dalla comparazione, non è critica, come è palese dalla Figura 14. Normalizzando infatti, ad una qualunque altra energia (nell'intervallo dove i dati hanno piccoli errori) si produrrebbe comunque un disaccordo, quantificabile in due o tre ordini di grandezza.

Lo spettro dei protoni misurato da Kascade con la procedura QGSjet è mostrato in Figura 15 insieme allo spettro teorico del menzionato meccanismo accelerativo (curva rosa/nera) che è la medesima di quella riportata in Figura 14 con una normalizzazione leggermente diversa. Dati e previsioni teoriche sono ugualizzate al flusso di 2.1×10^{16}

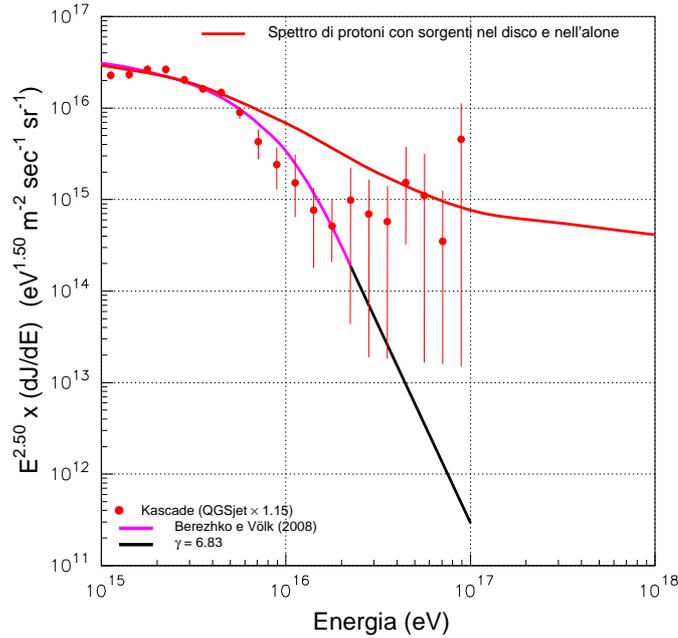


Figure 15: Spettro teorico di protoni secondo il meccanismo accelerativo con onde d'urto nei resti di supernova confrontato con quello misurato da Kascade (QGSjet). È mostrato anche lo spettro protonico della *Teoria degli Indici Costanti* (linea rossa in alto). Le due predizioni sono vincolate arbitrariamente allo stesso flusso di 3×10^{16} particelle/m² s sr eV^{1.5} a 10¹⁵ eV. I dati di Kascade sono moltiplicati per un fattore arbitrario di 1.15.

particelle/m² s sr eV^{1.5} all'energia arbitraria di 2×10^{15} eV. Si manifesta una larga discrepanza tra spettro calcolato e misurato, oltre 3×10^{16} eV, raggiungendo 3 ordini di grandezza a 10^{17} eV.

La discrepanza mostrata nelle Figura 14 e 15 è ulteriormente confermata considerando il profilo di $\langle \ln(A) \rangle$ introdotto e discusso nella Sezione 3 (si veda la Fig. 7). Benché le forme degli spettri H ed He siano distorti dall'algoritmo QGSjet (ma non dal metodo deconvolutivo) e la precisione dei flussi assoluti è modesta, gli indici molli degli spettri di H ed He, quantificate nella Sezione 2, devono comunque indurirsi a una qualche energia, al fine di evitare un conflitto con il profilo empirico di $\langle \ln(A) \rangle$ misurato dagli esperimenti Auger, Haverah Park, HiRes e altri (si veda la Fig. 7). Ma se la repentina caduta di flusso degli ioni leggeri (H e He) termina nell'intervallo 5×10^{16} - 10^{17} eV, allora, si apre una breccia che si divarica al crescere dell'energia, tra spettri teorici (meccanismo accelerativo con onde d'urto) e quelli misurati. Questo punto fondamentale pone in difficoltà la predetta teoria accelerativa dei raggi cosmici poiché esso dimostra che la tendenza a indurirsi degli spettri protonici di Kascade (Fig. 1, 2 e 4) non è né circostanziale né fittizia, ma un corretto precursore del profilo empirico di $\langle \ln(A) \rangle$ nella decade attigua 10^{17} - 10^{18} eV. Il legame tra gli spettri di H e He al di sotto di 10^{17} eV e il profilo sperimentale di

$\langle \ln(A) \rangle$ oltre 10^{17} eV con le corrispettive frazioni di H ed He, pone in secondo piano le differenze tra i flussi di protoni ottenute con gli algoritmi QGSjet e Sibyll alquanto modeste se comparate a differenze di 2-3 ordini di grandezza.

L'ulteriore evidenza per la discrepanza derivante da questo legame emerge da valutazioni aritmetiche elementari basate sulle frazioni di flusso in funzione dell'energia riportate in Figura 11 ottenute dalla *Teoria degli Indici Costanti* convertite in $\langle \ln(A) \rangle$ come mostrato in Figura 7 (linea blu spessa). Questa teoria è usata qui solo come utile *ordo rerum* fornendo un profilo di $\langle \ln(A) \rangle$ per frazioni ioniche assegnate a una data energia. Si noti infatti, in generale, che i dati delle misure di $\langle \ln(A) \rangle$ nelle 3 decadi di energia 10^{15} - 10^{18} eV si attestano intorno al profilo teorico. Pertanto, è indifferente considerare il profilo dei dati sperimentali di $\langle \ln(A) \rangle$ o quello teorico mostrato in Figura 7, tenuto conto della precisione modesta richiesta da questo studio.

Naturalmente, piccoli valori di $\langle \ln(A) \rangle$ risultano da modeste frazioni di ioni pesanti e cospicue frazioni di ioni leggeri, specialmente protoni. I dati sperimentali oltre 10^{17} eV riportati in Figura 7 si attestano al di sotto del profilo teorico di $\langle \ln(A) \rangle$ (curva spessa in rosso) che traduce le frazioni di ioni mostrate in Figura 11, che a loro volta, corrispondono agli spettri teorici mostrati nelle Figure 1, 3, 4, 5 (H e He) e 10 (per CNO, N-S e Fe). Si trova, ad esempio, che la frazione di protoni non scende mai al di sotto del 7 per cento e aumenta da 8×10^{16} eV sino a 3×10^{18} eV (Fig. 11). Si noti inoltre che, gran parte delle misure (dati) di $\langle \ln(A) \rangle$ determinate dagli esperimenti Auger, Haverah Park e HiRes nell'intervallo 10^{17} - 10^{18} eV sono perfino al disotto della curva teorica, cosicché le frazioni di H ed He oltre 10^{17} eV superano quelle riportate in Figura 11, che corrispondono agli spettri di Figura 10. Ma poiché gli spettri di H e He in Figura 10, oltre 2×10^{16} eV s'induriscono con indici inferiori a 3.5, ne consegue che le pendenze massime degli spettri misurati di protoni ed elio nell'intervallo 10^{16} - 10^{18} eV basati sui dati della Figura 7 assumeranno valori persino più duri. Gli spettri teorici mostrati in Figura 13 e 14 (violetto/nero) risultanti dal meccanismo accelerativo diffusivo hanno pendenze di 6.8 incompatibili quindi con le pendenze empiriche suggerite dal profilo misurato di $\langle \ln(A) \rangle$. Questi spettri e le relative pendenze saranno misurati da esperimenti futuri come HEAT [31] o in presa dati come Cascade-Grande [32].

6 VARIETÁ DEGLI SPETTRI DERIVATI DAI MODELLI ACCELERATIVI NEI RESTI DI SUPERNOVA

Gli spettri dei protoni mostrati nelle Figure 14 e 15 derivati dalla teoria dell'accelerazione diffusiva in onde d'urto nei resti di supernova [29,30] sono un esempio di calcolo recente. Esistono alcune varianti della predetta teoria accelerativa in cui lo spettro in en-

ergia dei protoni e degli altri ioni è sensibilmente diverso. In questa Sezione 6 si richiama l'attenzione su alcune varianti del calcolo degli spettri in energia degli ioni derivati dall'accelerazione diffusiva nei resti di supernova e non solo lo spettro rappresentativo delle Figg. 14 e 15. S'intende sottolineare nel seguito di questa Sezione 6 che il confronto tra dati sperimentali e spettri in energia degli ioni derivati dall'accelerazione diffusiva nei resti di supernova è viziato alla radice per più di un aspetto fondamentale.

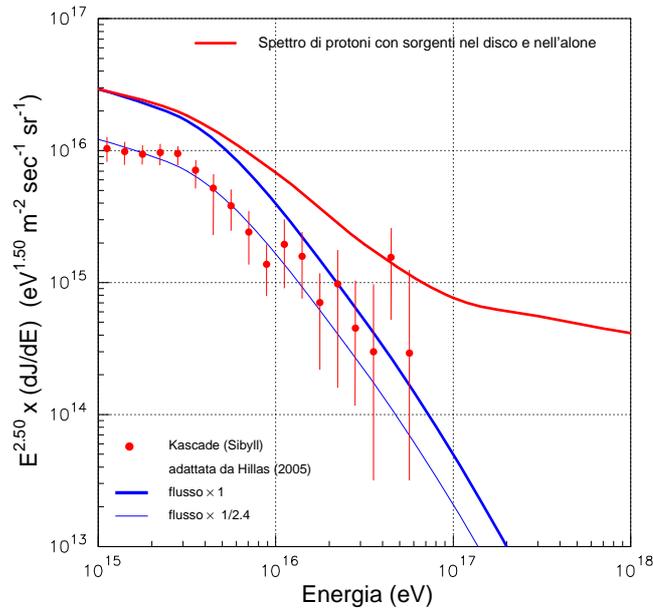


Figure 16: Spettro teorico di protoni secondo il meccanismo accelerativo con onde d'urto nei resti di supernova (curve in blu) valutato altrove [38] comparato con quello misurato da Kascade (QGSjet). I due spettri teorici sono normalizzati all'energia arbitraria di 10^{15} eV allo stesso flusso di 3.0×10^{16} particelle/m² s sr eV^{1.5}.

L'ipotesi che l'insieme del flusso dei raggi cosmici tragga origine nei resti di supernove fu suggerito nel 1953 [33] dalla constatazione empirica dell'emissione radio osservata nel resto di supernova *Cas A*. Tale emissione s'interpreta come radiazione di sincrotrone di elettroni di alta energia nel campo magnetico che permea il resto di supernova e lo spazio limitrofo. La plausibilità dell'ipotesi si avvaleva di una seconda circostanza: la potenza dei raggi cosmici galattici sarebbe stata comparabile all'energia cinetica della materia scagliata nello spazio, nell'unità di tempo, dall'insieme delle supernove della Via Lattea. Oggi (2009), dai dati osservativi, questa seconda circostanza risulta fortuita poichè il livello di anisotropia delle direzioni di arrivo dei raggi cosmici sulla Terra indica che vi è un processo di riaccelerazione pervasivo delle particelle nella Via Lattea. Pertanto l'energia immagazzinata dai raggi cosmici sarebbe estratta non solo nei siti di supernova (se del caso) ma anche da altre regioni galattiche abbassando così la potenza (circa 10^{41} erg/s [34]) richiesta dai resti di supernove (nell'ipotesi che avvenga l'accelerazione diffusiva).

Solo successivamente, nel 1967, fu proposto da diversi autori un meccanismo dettagliato (accelerazione diffusiva in onde d'urto nei resti di supernova) con il quale i nuclei della materia interstellare quiescente avrebbero potuto acquistare energie elevatissime trasformandosi in raggi cosmici. Cosicché tale ipotesi [33] a seguito di alcuni sviluppi, dopo il 1967, avrebbe identificato il sito di accelerazione e il meccanismo di accelerazione dei raggi cosmici.

L'ipotesi dell'origine dei raggi cosmici nei resti di supernova è risultata in conflitto con i dati sperimentali di diverse aree di ricerca ed è attualmente intenibile.

Per riconoscere in quale modo tale teoria diffusiva eluda la realtà fisica, allorché si confronta con i dati sperimentali attinenti le proprietà dei ginocchi, è opportuno ricordare i capisaldi del meccanismo accelerativo diffusivo nei resti di supernova.

L'esplosione della stella che la rende supernova provoca un'onda d'urto che si propaga nel mezzo interstellare attiguo a velocità s per un tempo caratteristico denotato qui T_a che, nei casi favorevoli si misura, in altri si stima teoricamente. La velocità s dell'onda è compresa tra 1000 e 5000 Km/s mentre T_a è dell'ordine delle migliaia di anni. L'onda trascina il materiale del mezzo interstellare il quale acquista una velocità $u = \frac{3}{4}s$. Si crea una cortecchia sferica di materia compressa in espansione, di spessore $\frac{3}{4}s$, delimitata dal fronte d'onda. Un ciclo della particella acceleranda (nucleo) è costituito da un'andata e un ritorno attraverso il fronte d'onda che delimita la menzionata cortecchia. Condizione inderogabile per l'accelerazione è che il campo magnetico B presente nello spazio intorno alla supernova pieghi le traiettorie dei nuclei in modo da causare numerosi passaggi attraverso il fronte d'onda. A ciascun ciclo vi è un guadagno di energia G_E , che risulta modestissimo, essendo dato da $G_E = 4/3 (s/c) E$, dove E è l'energia della particella preciclo e c la velocità della luce. Pertanto occorrono numerosi cicli (ad esempio, migliaia e migliaia per particelle di 10^{15} eV) e quindi tempi lunghi per raggiungere energie elevatissime.

In un articolo classico [35] l'energia massima acquistata dai protoni viene stimata in 10^{14} eV. Per un nucleo di numero atomico Z l'energia massima E_{max} è data da :

$$E_{max} = k Z e s B T_a (s/c)$$

essendo k è una costante, Ze la carica elettrica dello ione e B l'intensità media del campo magnetico nella regione di accelerazione.

Si dimostra che lo spettro delle particelle accelerate sino ad energie di circa $E_{max}/5$ ha un indice spettrale di 2.0. Questo valore non solo costituisce una caratteristica fondamentale di tale meccanismo accelerativo ma anche il cardine del disaccordo con

i dati sperimentali. Oltre l' energia E_{max} inizia il crollo nel flusso di particelle di alta energia cosicché nell' intervallo tra $E_{max}/5$ ed E_{max} l' indice γ assume un valore variabile superiore a 2, e tra E_{max} e $5 E_{max}$ γ varrebbe 5 o piú, come mostrato, ad esempio, in Figura 14 o 15.

In una variante di tale schema maestro l' insieme delle linee di campo magnetico che permea lo spazio del resto di supernova anziché costituire una griglia ordinata, la si immagina piuttosto caotica, cosicché i cicli accelerativi avvengono con una pluralità di angoli (angoli formati tra il vettore velocità di propagazione dell' onda e quello del campo magnetico). Si distinguono così accelerazioni parallele e accelerazioni oblique e si ritiene di aver dimostrato [36] che con l' insieme delle accelerazioni, incluse quelle oblique, E_{max} si eleva di due o tre ordini di grandezza rispetto al valore classico di 10^{14} eV [35]. In un' altra variante della teoria [37] si considerano varie classi di supernova, e non una sola supernova tipica, cosicché gli spettri degli ioni hanno forme diverse da quelle mostrate nelle Figure 14, 15 e 16 acquisendo oltre E_{max} indici spettrali piú duri.

La Figura 16 riporta, a titolo di esempio, lo spettro dei protoni [38], avente una pendenza piú dura di quella dello spettro dei protoni riportato nella Figura 13 o 14 (curve rosa/nere).

Lo spettro misurato dei protoni con la sua caratteristica piegatura a circa 2.0×10^{15} eV vincola senza ambiguità l' insieme dei parametri del meccanismo accelerativo diffusivo con le sue numerose varianti.

Se *a posteriori* si utilizza lo spettro dei protoni misurato (Kascade, Eas-top, Macro-eas-top) e lo si raccorda a quello teorico del meccanismo diffusivo, occorre un tempo di confinamento dei raggi cosmici nel disco galattico con una dipendenza dall' energia della forma $E^{-\delta}$ dove δ è compreso tra 0.75 [29] e 0.6 [38]. Senza questo innesto alla teoria accelerativa diffusiva, gli spettri degli ioni nella zona di energia preginocchio, avendo tutti indici intorno a 2.65 (si veda Fig. 13), sarebbero in disaccordo irrimediabile con l' indice dell' acceleratore diffusivo di 2.0. Questo valore elevato di δ è in disaccordo fondamentale con il livello di anisotropia osservato della radiazione cosmica e con i dati sperimentali dei flussi dei nuclei a bassa energia come discusso in altro lavoro [39].

Da tale argomentazione si conclude qui che il confronto tra spettri teorici (meccanismo diffusivo) e spettri misurati è viziato alla radice essendo ottenuto con un gioco numerico. Tale circostanza è ammessa esplicitamente dagli autori del lavoro [29] già citato. La seconda ragione per cui il confronto è viziato alle fondamenta è l' assenza di una dimostrazione teorica univoca che E_{max} del protone si trovi nella zona energetica intorno a 3×10^{15} eV e non al di sotto, come stabilito da valutazioni autorevoli. Qui si reitera che la sovrapposizione tra spettro teorico e spettro misurato è una operazione *ad hoc* a mo' di normalizzazione. La terza ragione consiste in quanto segue. Se si normalizza il ginoc-

chio teorico del protone ai dati sperimentali, ne consegue dalla teoria diffusiva nei resti di supernova che il ginocchio del ferro è ubicato a 8×10^{16} eV. Ma il ginocchio del ferro si trova a $(5-7) \times 10^{17}$ eV come discusso in altro lavoro [27] e quindi ci s' imbatte in un' altra difficoltà.

7 DISTORSIONI NELLE MISURE DEGLI SPETTRI DEGLI IONI

Se l'eccesso di elio e il deficit di protoni rispetto ai corrispondenti flussi teorici mostrati nelle Figure 1,3 e 4 non corrispondono alla realtà ma sono solo il prodotto della limitata precisione degli algoritmi impiegati nell'analisi dati degli esperimenti Cascade e Eas-top, allora possono manifestarsi alcune distorsioni negli spettri di energia degli ioni pesanti, altamente caratteristiche. Nel seguito verranno esaminati tali caratteristiche, che, più propriamente detto, sono incoerenze di natura empirica in alcuni campioni di dati degli esperimenti Eas-top e Cascade, incoerenze del tutto indipendenti dalla *Teoria degli Indici Costanti*.

In generale, se uno ione o un gruppo di ioni in un dato intervallo di energia è mal identificato, i flussi dei gruppi di ioni attigui, con Z minore o maggiore, ne risultano influenzati producendosi eccessi o deficit di flusso nello stesso intervallo di energia. L'eccesso o il deficit si riferisce agli spettri teorici corretti o a quelli misurati privi di errori. Questa proprietà è legata al fatto che il flusso dello spettro completo è la somma dei flussi degli spettri parziali dei singoli ioni, esattamente.

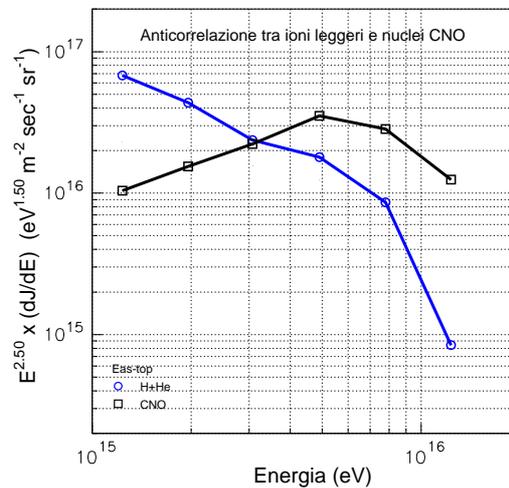


Figure 17: Anticorrelazione tra ioni leggeri e nuclei del gruppo CNO osservati dall'esperimento Eas-top.

Quando si separano solo tre gruppi di ioni, come accade nell'esperimento Eas-top, la correlazione tra eccesso e deficit del gruppo di ioni attiguo diventa particolarmente

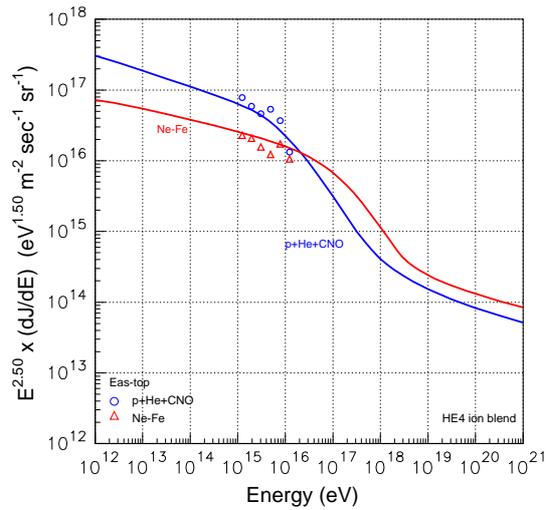


Figure 18: Spettro di protoni, nuclei di elio e CNO sommati insieme (cerchietti blu) derivati dai dati dell'esperimento Eas-top confrontato con il corrispondente spettro della *Teoria degli Indici Spettrali Costanti* (curva blu).

evidente. Si noti che poiché il profilo di $\langle \ln(A) \rangle$ dell'esperimento Cascade estratto con il metodo deconvolutivo e i corrispondenti spettri di energia sono in accordo con quelli ottenuti dalla *Teoria degli Indici Costanti*, il confronto degli spettri degli ioni leggeri, CNO e ioni pesanti di Eas-top è nel contempo, come più aggrada chiamarlo, sia teorico che sperimentale (dati del metodo deconvolutivo dell'esperimento Cascade).

Si supponga che gli spettri in energia di Figura 6 derivati dalla *Teoria degli Indici Costanti* siano corretti in quanto in accordo con i dati sperimentali del metodo deconvolutivo. Ciò premesso, il flusso di elio oltre 4×10^{15} eV di Eas-top dato in Figura 6 è oltremodo basso. L'unico gruppo di nuclei attiguo all'elio identificabile dall'esperimento Eas-top è il gruppo CNO.

La Figura 6 riporta lo spettro del gruppo CNO tra 10^{15} - 2×10^{16} eV, il quale ha un indice particolarmente duro di 1.7 nella parte iniziale, nella striscia energetica 1.23×10^{15} - 4.91×10^{15} eV. Tale indice viola la regola empirica α enunciata nella Sezione 4. Il flusso cresce, raggiunge un massimo di 3.52×10^{16} particelle/m² s sr eV^{1.5} a 4.91×10^{15} eV e infine decresce oltre tale energia. Una semplice interpretazione di tale andamento è che il campione di nuclei CNO contenga ioni leggeri (H ed He), i quali producono un eccesso di flusso CNO oltre 3×10^{15} e una conseguente, necessaria depressione di ioni leggeri nella stessa regione di energia. Come risultato finale gli spettri in energia He e CNO hanno l'aspetto altamente caratteristico (della lettera X schiacciata) mostrato in Figura 17. Se questa interpretazione è corretta, ne segue che i dati sperimentali attinenti $\langle \ln(A) \rangle$ misurati da Eas-top occuperanno una regione particolare oltre 10^{15} eV, di valori

elevati, rispetto al profilo misurato correttamente di $\langle \ln(A) \rangle$. Ciò detto, non sorprende che il profilo di $\langle \ln(A) \rangle$ di Eas-top di Figura 7 (palline e quadrati rosa) mostra tale connotato di valori elevati essendo il campione arricchito di ioni pesanti a scapito dei leggeri. Come è evidente dalla Figura 7 i dati di Eas-top deviano tra 0.4 e 0.6 unità di $\langle \ln(A) \rangle$ posizionandosi nella parte superiore della curva.

Come verifica ulteriore di tale interpretazione si sono raggruppati tutti gli ioni identificati da Eas-top in due gruppi solamente, ioni leggeri (H+He+CNO) e ioni pesanti, cioè i restanti ioni; i rispettivi flussi sono comparati con i flussi teorici della *Teoria degli Indici Costanti* mostrati in Figura 18. Con tale accorpamento si constata che la pendenza degli ioni leggeri assume un valore verosimile, compatibile con lo spettro completo sia teorico che sperimentale.

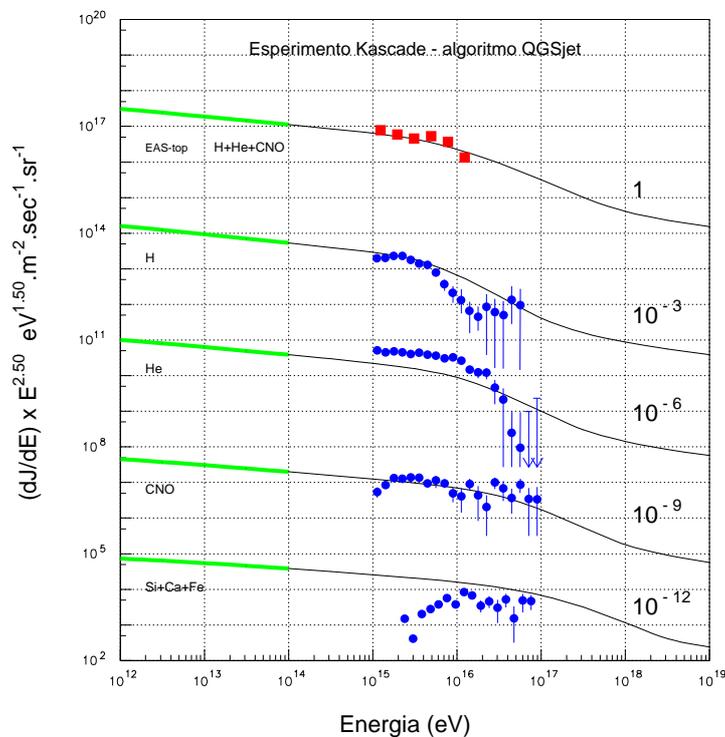


Figure 19: Spettri di energia di H, He, CNO e ioni pesanti misurati da Cascade con l'algoritmo QGSjet [5] comparati con quelli derivati dalla *Teoria degli Indici Costanti* (curve in nero).

Gli spettri estratti dall'algoritmo QGSjet dell'esperimento Cascade nella decade 10^{15} - 10^{16} eV mostrati nella Figura 19 hanno un enorme, sorprendente, innaturale deficit di ioni pesanti e una sovrabbondanza di elio mentre gli spettri di protoni e di nuclei CNO si conformano a quelli teorici. Un' ovvia interpretazione di questi spettri è che il campione di elio contiene nuclei CNO mal identificati. Ma il gruppo CNO è certamente rifornito

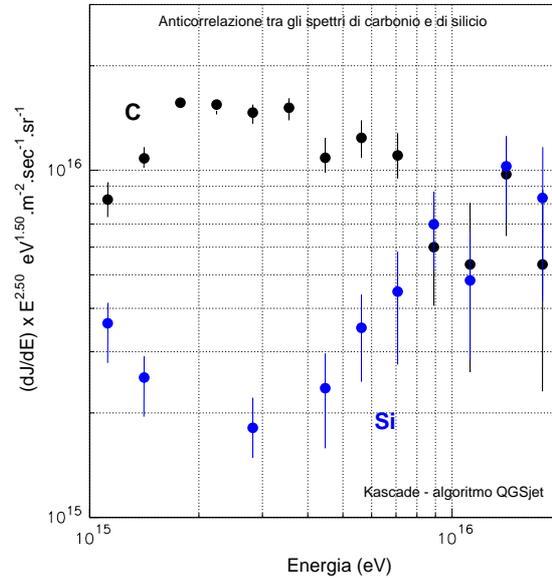


Figure 20: Anticorrelazione tra gli spettri di carbonio e silicio osservata dall'esperimento Kascade con la procedura di misura QGSjet [5,6]. La struttura anulare nella banda iniziale 10^{15} - 6×10^{15} eV è probabilmente dovuta ad un effetto di anticorrelazione a catena.

da ioni pesanti, anch'essi mal identificati, provenienti dal gruppo (Ne-S) e dal gruppo del ferro allargato, ossia (Cl-Ni), in modo tale da apparire in accordo con la teoria (si veda la Figura 19). L'accordo però è, probabilmente, fittizio. Nell'intervallo estremo superiore cioè nella striscia di energia $(3-9) \times 10^{16}$ eV gli spettri dei nuclei pesanti e CNO sono lascamente in accordo con la teoria. Al contrario, il campione di elio è depresso avendo una pendenza massima innaturale di 7.6 nella banda $(2-5.16) \times 10^{16}$ eV, che corrisponde a un flusso di un ordine di grandezza al di sotto di quello teorico.

Il profilo di $\langle \ln(A) \rangle$ dell'algoritmo QGSJet corrispondente a tali spettri deve riflettere questa bizzarra frazione di ioni cosmici privi di ioni pesanti. Il $\langle \ln(A) \rangle$ ottenuto dall'algoritmo QGSjet di Kascade è 1.18 a 2×10^{15} mentre le estrapolazioni dei dati di bassa energia (ad esempio, gli spettri della Figura 13) indicano 1.74. Tradotto in frazioni di ioni il gruppo di nuclei pesanti dal neon al nichel risulta sempre un frazione cospicua che dal 25% a 10^{12} eV va al 24% a 2×10^{15} eV mentre l'algoritmo QGSJet a tale energia si ridurrebbe a meno del 2%.

Dall'esame degli spettri in energia dei singoli ioni o ioni raggruppati ottenuti con l'algoritmo QGSjet, si constata che lo spettro del ferro ha una pendenza di circa 1.75 nella banda 2×10^{15} - 10^{16} eV, del tutto innaturale, nel senso che è incongrua con la regola empirica α della Sezione 4. Similmente, ai dati di anticorrelazione tra ioni leggeri e

gruppo CNO della Figura 17 di Eas-top, gli spettri carbonio-silicio dell' algoritmo QGSjet mostrati in Figura 20 (dati tratti dalla Figura 5 ref. [6]) sono anticorrelati, formando una struttura ad anello, del tutto caratteristica perché innaturale. Infatti, la pendenza dello spettro del silicio di 1.4 nella banda 2×10^{15} - 2×10^{16} eV urta con la regola empirica α della Sezione 4 e lo spettro del carbonio sembra privo del necessario ginocchio, incompatibile con la regola γ .

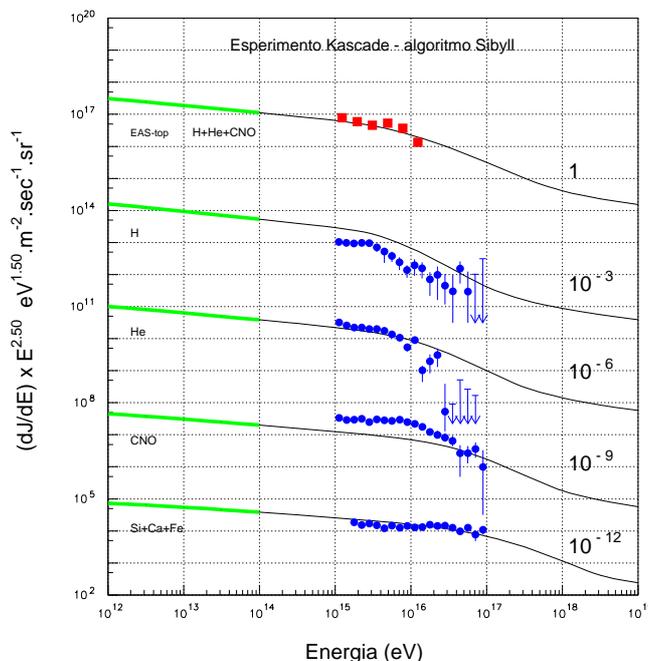


Figure 21: Spettri di energia di H, He, CNO e ioni pesanti misurati da Cascade con l'algoritmo Sibyll [5,6].

Gli spettri ottenuti con l'algoritmo Sibyll di Cascade di Figura 21 nella decade di energia 10^{15} - 10^{16} eV hanno un flusso di protoni in deficit per un fattore 2.4 e un eccesso di nuclei CNO per un fattore 4-5 mentre invece i nuclei pesanti (Ne-Ni) e l'elio si accordano con la teoria. Una semplice interpretazione degli spettri osservati è che una frazione di protoni contamina il campione di elio, che a sua volta, contamina il campione di nuclei CNO. Ne consegue che il flusso misurato di elio è quasi in accordo con la teoria (circa 35 per cento superiore nel plateau $(2-4) \times 10^{15}$ eV, si veda la Figura 3).

Nell'estremità superiore dello spettro misurato, cioè nella banda $(5-9) \times 10^{16}$ eV, il flusso protonico misurato lambisce quello teorico mentre il flusso misurato di elio scarseggia per oltre un ordine di grandezza rispetto a quello calcolato. I gruppi di ioni CNO e (Si+Ca+Fe) si accostano alle curve teoriche (Fig. 21).

L'aspetto quantitativo imbarazzante di tali spettri (Sibyll) è che la frazione di nuclei CNO diventa non solo largamente dominante, doppia di quella del gruppo Ne-S,

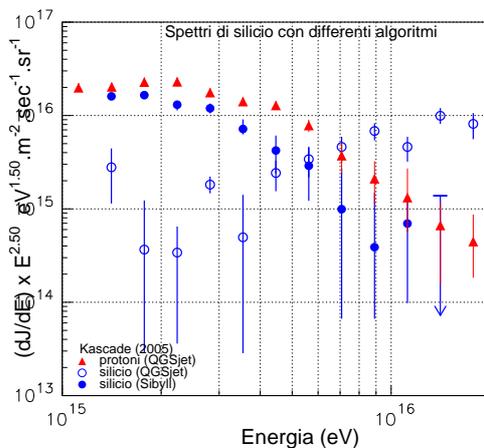


Figure 22: Spettri in energia di silicio secondo gli algoritmi Sibyll e QGSjet dell'esperimento Cascade [5,6]. Si mostra inoltre lo spettro in energia dei protoni (QGSjet) misurato dallo stesso esperimento (triangoli rossi). Il ginocchio del silicio ubicandosi ad energie inferiori di quelle occupate dal ginocchio del protone incuriosisce e rimanda alle contaminazioni tra gruppi di ioni discusse nel testo. A seconda dell'algoritmo impiegato nell'analisi dati si palesano andamenti contraddittori: in un caso lo spettro del silicio s'indurisce (QGSjet) in un altro (Sibyll) s'ammorbidisce tanto da generare un ginocchio (palline piene in blu).

ma addirittura quasi un ordine di grandezza superiore alla frazione di CNO ottenuta con l'algoritmo QGSjet. Queste caratteristiche sono incompatibili con le frazioni di ioni insite nella regolarità dei dati sperimentali preginocchio mostrate in Figura 13. Una semplice interpretazione di questi profili empirici e teorici è che il gruppo CNO contiene nuclei di elio e di silicio (gruppo Ne-S). Ma mentre il campione di elio è rifornito dai protoni, che sottoabbondano per un fattore 2.4, risultando infine quasi in accordo con la teoria, lo spettro di silicio è di fatto svuotato. Tale svuotamento erompe in una variegata irrealtà empirica: i dati sperimentali [5,7] mostrano che il ginocchio del silicio (Fig. 22) si snoda ad un'energie molto inferiori (circa un ordine di grandezza), di quelle del ginocchio del carbonio, circostanza incompatibile con la regola β della Sezione 4. La Figura 22 mostra che il ginocchio del silicio (spettro in energia) si posiziona addirittura ad energie inferiori di quello dei protoni, circostanza incompatibile con la regola β della Sezione 4. Dalla Figura 22 risulta inoltre che l'indice spettrale del silicio (QGSjet) tra 2×10^{15} e 10^{16} eV vale 1.7, incompatibile con la regola α della Sezione 4.

Ma il gruppo del ferro non è immune dal camuffamento dei nuclei di silicio nel gruppo CNO. La Figura 23 mostra una netta anticorrelazione ferro-silicio nell'intervallo

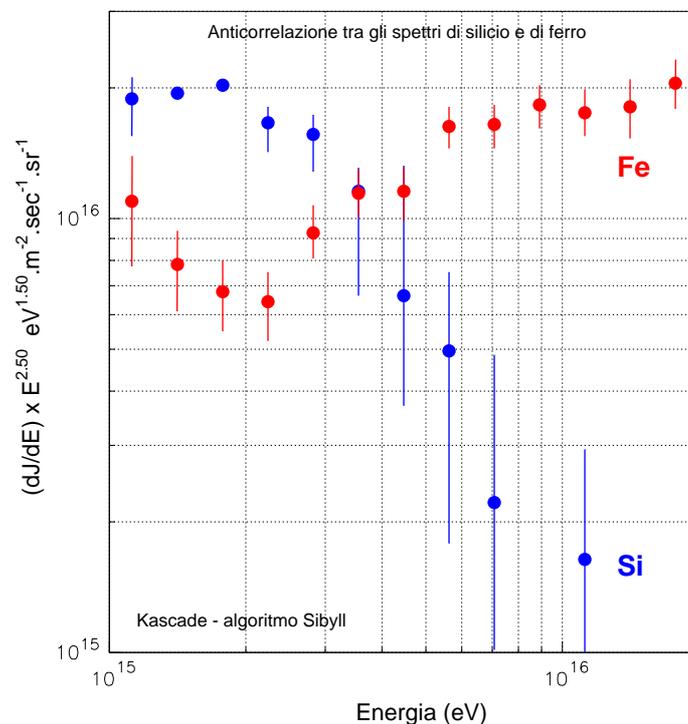


Figure 23: Anticorrelazione tra gli spettri di carbonio e silicio osservata dall'esperimento Kascade con la procedura di misura Sibyll [6].

10^{15} - 2×10^{16} eV con una struttura ad anello altamente caratteristica, simile a quella carbonio-silicio di Figura 20.

In sintesi, dall'analisi degli spettri in energia dei singoli ioni o raggruppati ottenuti con gli algoritmi QGSjet e Sibyll dalla Collaborazione Kascade emergono due elementi fondamentali che differiscono dalla teoria:

1. Il rapporto di flusso elio-protoni nella zona $(1-4) \times 10^{15}$ eV è di un fattore 2 troppo elevato (procedure di misura QGSjet e Sibyll) sia secondo la teoria (vedasi Fig. 10) sia secondo i dati sperimentali sugli indici spettrali nella zona preginocchio.
2. Le pendenze massime degli spettri di elio e protoni con l'algoritmo QGSjet dell'esperimento Kascade sono troppo ripide, come descritto nella Sezione 2.

Questi due fatti, presenti inizialmente o incorporati *in fieri* nell'analisi dati della Collaborazione Kascade generano, secondo la presente disamina critica, buona parte delle incongruenze menzionate sopra. Si noti che il rapporto di flusso elio-protoni ottenuto con

il metodo deconvolutivo nella banda $(1-4)\times 10^{15}$ eV di circa 1, differisce radicalmente da quello di 2 degli algoritmi QGSjet e Sibyll, a causa degli errori relativi, molto piccoli, delle misure. Si noti anche che il profilo di $\langle \ln(A) \rangle$ del metodo deconvolutivo dà risultati intermedi a quelli ottenuti con gli algoritmi Sibyll e QGSjet come mostra la Fig. 24. Entrambe queste circostanze sono in sintonia con la *Teoria degli Indici Costanti*.

Alla luce di quanto esaminato in questa Sezione 7 si conclude che il reclamato ² accordo tra i ginocchi di protoni ed elio degli algoritmi Sibyll e QGSjet di Cascade con i ginocchi teorici del meccanismo di accelerazione con onde d'urto nei resti di supernove è malfermo. Altresì, il reclamato accordo dell'esperimento Eas-top con il predetto meccanismo accelerativo richiede cautela alla luce dei risultati espressi dalla Figura 17 e 18 e le relative discussioni. Poiché le pendenze massime degli spettri di protoni ed elio (Figg. 4 e 5) del metodo deconvolutivo sono inferiori a quelle dell'algoritmo QGSjet anche tale rassegna critica dei dati sperimentali suggerisce che gli spettri degli ioni singoli della *Teoria degli Indici Spettrali Costanti* sono vicini alla realtà empirica.

8 CONCLUSIONI

La rapida discesa del flusso degli ioni leggeri oltre 10^{15} eV è stata osservata dal rivelatore Macro-Eas-top [28], dall'esperimento Eas-top [13] e dall'esperimento Cascade con tre differenti procedure di misura. Il flusso protonico osservato dall'esperimento Cascade riportato nelle Figure 1 e 2 a 10^{17} eV si attesta intorno a $(1-2)\times 10^{15}$ particelle/m² s sr eV^{1.5} laddove il flusso protonico predetto dal meccanismo accelerativo con onde d'urto nei resti di supernova è inferiore a 10^{12} particelle/m² s sr eV^{1.5} alla stessa energia. Tradotto in frazioni di ioni, i protoni costituirebbero a 10^{17} eV meno di 2 parti per centomila del flusso globale della radiazione cosmica! Questa larga discrepanza, di circa 3 ordini di grandezza, rende trascurabili alcune differenze presenti nelle misure di flusso di ioni singoli o raggruppati dell'esperimento Cascade causate dalla mal identificazione degli ioni che implicano solamente un fattore 2-3 per gli ioni dominanti, essendo insignificante per gli ioni pesanti. Questa discrepanza è usata qui per rimuovere il pregiudizio che i ginocchi sono generati dall'inefficienza del meccanismo accelerativo dei raggi cosmici con onde d'urto nei resti di supernova all'aumentare dell'energia.

In questa ricerca gli spettri in energia osservati dall'esperimento Cascade sono stati intenzionalmente associati alle misure della composizione chimica della radiazione cos-

²La Collaborazione Cascade ha rivendicato un accordo tra gli spettri in energia ottenuti con gli algoritmi QGSjet e Sibyll e quelli derivati dal meccanismo accelerativo diffusivo nei resti di supernove. Parimenti, si è preteso tale accordo dai fautori della medesima teoria (vedasi, ad esempio, la già citata Ref. [29]). L'esistenza di tali rivendicazioni ha reso necessaria la disamina di questa Sezione 7. Del medesimo tenore la rivendicazione della Collaborazione Eas-top [6] a cui si rispostò con le figure 17 e 18 e il relativo testo.

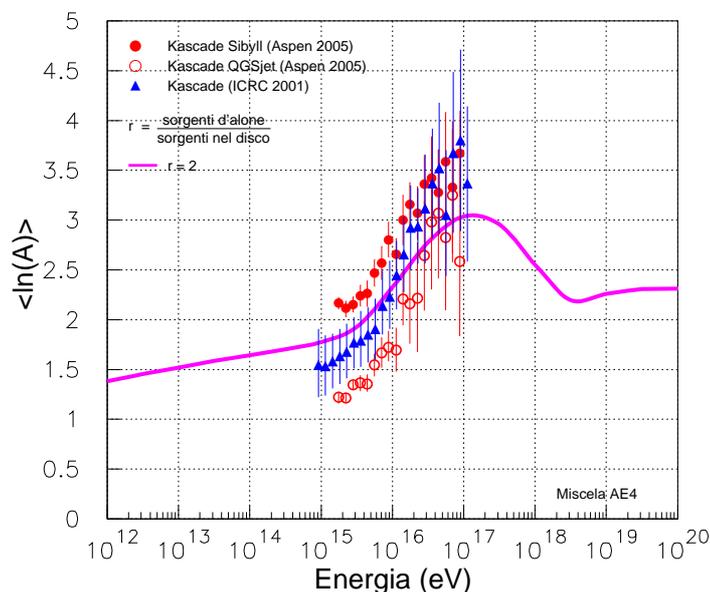


Figure 24: Composizione chimica della radiazione cosmica espressa tramite $\langle \ln(A) \rangle$ misurata dall'esperimento Kascade con tre diversi metodi di misura [15] comparata con quella risultante degli *Teoria degli Indici Costanti* (curva in rosa).

mica espressa con la variabile classica $\langle \ln(A) \rangle$ nella decade di energia attigua 10^{17} - 10^{18} eV (Fig. 7). Numerosi esperimenti hanno messo in luce un'abbondante componente di ioni leggeri che aumenta con l'energia sino a $(3-4) \times 10^{18}$ eV. Questo fatto, che è stato riconfermato dalle recenti misure della Collaborazione Auger [18], corrobora e stabilizza la scoperta dell'esperimento Kascade di un flusso protonico elevato a 10^7 eV e consolida l'irrealità del menzionato meccanismo accelerativo per l'origine dei ginocchi.

Secondo la disamina dei dati sperimentali riportata in questo lavoro, il flusso di elio misurato dall'esperimento Kascade con l'algoritmo (QGSjet) nel plateau preginocchio $(1-4) \times 10^{15}$ eV eccede il valore vero del flusso di elio di 2.7×10^{16} particelle/m² s sr eV^{1.5} come quantificato nella Sezione 2. Questo eccesso di elio ha indotto una sovrastima delle pendenze massime degli spettri di protoni e di elio generando indici spettrali ultrasoffici che variano da 4.5 a 6 e disseminando, attraverso una catena di correlazione, frazioni di ioni irreali nei nuclei restanti nelle due decadi di energia 10^{15} - 10^{17} . Nella Sezione 7 si è tentato di suggerire come ciò possa essere riconosciuto dall'insieme dei dati e, in particolare, dagli spettri di ioni, della Collaborazione Kascade. Secondo questo studio, se si ammette il meccanismo di mal identificazione degli ioni e se ne tiene conto come

suggerito nella Sezione 7, la scoperta fondamentale della Collaborazione Cascade di un flusso di protoni elevato di $(1-2) \times 10^{15}$ particelle/m² s sr eV^{1.5} nella banda di energia $(5-9) \times 10^{16}$ eV è ulteriormente consolidato. Le implicazioni della scoperta sono discusse altrove [40].

L' inconsistenza del menzionato meccanismo accelerativo a spiegare l'origine dei ginocchi conduce ovviamente all'introduzione di una componente extragalattica della radiazione cosmica intorno a 10^{17} eV per rifornire la caduta repentina di flusso dell'ipotetico acceleratore galattico di raggi cosmici nei resti di supernova evitando un conflitto distruttivo con lo spettro completo misurato. Infatti, si è preteso questo imperativo rifornimento, al di sotto, oltre e vicino a 4×10^{17} eV, (*il modello a fossa*), intorno all'energia della caviglia di 4×10^{18} eV, e ad altre energie oltre 10^{17} eV. A nostro giudizio, la varietà di queste energie nonché l'arbitrarietà dei corrispettivi flussi, segnalano che il rifornimento extragalattico è solo un'ipotesi *ad hoc* provocata dall'irrealità degli spettri derivati dal meccanismo accelerativo diffusivo.

References

- [1] G.V. Kulivov *et al.*, JETP **35**, 635 (1958).
- [2] M.T. Dova *et al.*, 29-esima Conf. Int. Raggi Cosmici (CIRC), Pune, India (2005) Vol. **7**, 275-278.
- [3] N. Hayashida *et al.*, (Coll. Akeno) Jour. Phys. **G21** (1995) 1101.
- [4] M. Aglietta *et al.*, (Coll. Eas-top), Nucl. Inst. Phys. Res. **A336** (1993) 310.
- [5] R. Engel *et al.*, (Coll. Cascade) Astroph/0504358 (2005).
- [6] T. Antoni *et al.* (Coll. Cascade) Astroph/0504358 (2005) e Astropar. Phys. **24** (2005) 24.
- [7] K.H. Kampert (Coll. Cascade), astro-ph/0405608v.2 (2004).
- [8] A. Codino e F. Plouin, *Bacini Galattici di Elio e Ferro intorno al Ginocchio* INFN/TC-06/05 (2006); astro-ph/0701498 (gennaio 2007).
- [9] A. Codino and F. Plouin, CRIS2006, Catania, Nucl. Phys., Proc. Supp. **B165** (2007); astro-ph/0701593 (gennaio 2007).
- [10] A. Codino e F. Plouin, Conf. Int. di Vulcano (2006); astro-ph/0701521 (gennaio 2007).

- [11] A. Codino. e F. Plouin, 30-esima CIRC, Merida, Messico (2007), **576**.
- [12] G. Navarra (Coll. Eas-top), 28-esima CIRC, Tsukuba, Giappone, (2003).
- [13] Wiebel-Sooth M. *et al.*, 24-esima CIRC, Roma, Italia Vol. **2** pag. 656; *Astro-ph/0902.0139* (anno 2003).
- [14] K.H. Kampert (Coll. Kascade), *astro-ph 0405608v.1* del 30 maggio 2004.
- [15] A. Haungs (Coll. Kascade), *astro-ph 0212481v.1* del 20 dicembre 2002.
- [16] A. Haungs, H. Rebel, M. Roth, *Rep. Prog. Phys.* **66** (2003), 1145-1206.
- [17] G. Navarra (Coll. Eas-top), 28-esima CIRC, Tsukuba, Giappone, (2003).
- [18] M. Unger *et al.*, (Coll. Auger) CRIS 2008, Isola di Salina, Italia, settembre 2008.
- [19] M. Ave *et al.* Coll. Haverah Park) *astro-ph/0203130* (2002).
- [20] J. Belz *et al.*, (Coll. HiRes) CRIS 2008, Isola di Salina, Italia, settembre 2008
- [21] K. H. Kampert et al. (Coll. Kascade), atti della 27-esima CIRC Amburgo, Germania (2001) e *astro-ph/0204205v1*, del 12 aprile 2002.
- [22] M. Aglietta *et al.* (Coll. Eas-top), *Astropar. Phys.* **21** (2004) 583-596.
- [23] A. Codino and F. Plouin, CRIS 2008, Isola di Salina, Italia, settembre 2008.
- [24] A. Codino e F. Plouin: *Composizione chimica della radiazione cosmica intorno alla caviglia e indici spettrali*, lavoro in corso di pubblicazione.
- [25] D. Heck *Astro-ph/0103073* (QGSjet) e T. Pierhog *et al.*, 30-esima CIRC, Merida Messico (2007), **899**.
- [26] J. Hörandel *astro-ph/0309010v1* del 1 settembre 2003.
- [27] A. Codino, *Il ginocchio nudo del ferro, sua necessità ed evidenza empirica*, Nota INFN-TC-09/05, del 31 luglio 2009, Frascati, Italia.
- [28] M. Aglietta *et al.* (Coll. MACRO e Eas-top) *Astropar. Phys.* **20** (2004) 641.
- [29] E. G. Berezhko e H. J. Völk *astro-ph/0704.1715v1* (2007).
- [30] E. G. Berezhko e H. J. Völk *Astron. e Astr.* **427** (2004) 525.

- [31] G. Medina Tanco, (Coll. Auger) Esperimento AMIGA-HEAT 30-esima CIRC, Merida, Messico (2007), **991**.
- [32] H. Ulrich (Coll. Kascade-Grande) Nuclear. Phys. B (Atti di conferenza) **175** (2008) 273.
- [33] I. S. Shklovsky, *Sull' origine dei raggi cosmici*, Dok. Akad. Nauk. SSSR, 91, 475 (1953).
- [34] G.F. Krymky, Dok. Akad. Nauk. SSSR, 91, 234 (1967).
- [35] P. O. Lagage e J. Cesarsky Astron. e Astr. **125** (1983) , pp. 249-257.
- [36] K. Kobayakawa *et al.*, astro-ph/0008209 (2000).
- [37] L. G. Shenikova, Astron. e Astr., **409**, (2003) 799.
- [38] M. A. Hillas Journ. Phys. **G31** (2005) R95.
- [39] A. Codino. e F. Plouin, *La Natura Forviante dei Modelli a Scolo nella Fisica dei Raggi Cosmici*. 30-esima CIRC, Merida, Messico (2007), **705**.
- [40] A. Codino, *Irrealità del Modello a Fossa della Radiazione Cosmica Extragalattica*. in corso di pubblicazione.