

1, 1, 1, 1, 1,

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Fisica

**UNO STUDIO DELLA
MASSIMA ENERGIA RAGGIUNGIBILE
DA NUOVE CLASSI DI
ACCELERATORI COSMICI**

Relatore:
Prof. Franco Vazza

Presentata da:
Lorenzo Razzolini

Anno Accademico 2021/2022

Sommario

I raggi cosmici sono particelle energetiche provenienti dallo spazio esterno, alle quali è esposto qualunque corpo celeste dell'Universo. Possono essere leptoni, mesoni, barioni o loro stati aggregati, ad un'energia che spazia diversi ordini di grandezza rendendo così la loro natura e la loro origine complessa da studiare. Risulta interessante la massima energia che essi possono avere, ma non risulta semplice studiare come riescono a raggiungerla. Una classe di raggi cosmici sui quali le informazioni sono ancora scarse sono gli ultra high energy cosmic rays (UHECRs), ovvero i raggi cosmici con un'energia superiore a 10^{18} eV. Oltre ad essere molto raro rilevarli, non si è nemmeno a conoscenza da cosa possano essere originate. In questo testo verrà spiegato come un raggio cosmico può accrescere la sua energia e verrà stimato se tre potenziali sorgenti possano o meno generare raggi cosmici ad altissima energia. Si osserva che i tre candidati, ovvero i filamenti cosmici, il ponte intracluster tra *Abell 0399* e *Abell 0401* e la radiogalassia gigante *Alcioneo*, non soddisfano le caratteristiche per essere la fonte di UHECRs ad altissima energia, potendo al più raggiungere energie di $3.5 \cdot 10^{19}$ eV, a patto che i raggi cosmici siano composti da nuclei di ferro.

Indice

Introduction	1
Introduzione	4
1 Raggi Cosmici	5
1.1 Meccanismi di accelerazione	5
1.1.1 Accelerazione causata da shock	7
1.1.2 Riconnesione magnetica	9
1.2 Spettro energetico	10
1.2.1 Confinamento	12
1.3 Tempi scala	13
1.4 Diffusione	14
1.5 Criterio di confinamento di Hillas	16
1.6 Limitazioni energetiche	17
1.7 Perdite energetiche	18
1.7.1 Perdite radiative	18
1.7.2 Decadimento e cutoff GKZ	21
1.7.3 Perdite adiabatiche	22
1.8 Fisica del plasma	23
1.9 Considerazioni	23
2 Filamenti cosmici	27
2.1 Analisi dati	28
2.1.1 Energia	28
2.1.2 Considerazioni	31
3 Ponti intracluster galattici	35
3.1 Analisi dati	36
3.1.1 Energia	37
3.1.2 Considerazioni	39

4 Radiogalassie giganti	42
4.1 Analisi dati	43
4.1.1 Considerazioni	46
Conclusione	49
A Programma utilizzato	50

Introduzione

I raggi cosmici sono particelle energetiche provenienti dallo spazio esterno, alle quali è esposto qualunque corpo celeste dell'Universo. Possono essere leptoni, mesoni, barioni o loro stati aggregati ad un'energia che spazia da diversi ordini di grandezza, rendendo così la loro natura e la loro origine complessa da studiare. Risulta interessante la massima energia che essi possono raggiungere, ma non risulta semplice studiare come riescono a raggiungerla.

Delle particelle cariche possono essere accelerate da dei corpi celesti se soddisfano una serie di requisiti. Prima di tutto è fondamentale che vi sia una nube di plasma magnetizzato, in moto rispetto alle particelle stesse. Grazie all'interazione tra la carica e il campo magnetico all'interno della nube in moto relativo, avviene l'incremento energetico e tale fenomeno può essere trattato come un fenomeno di scattering elettromagnetico. I meccanismi grazie ai quali le particelle possono essere accelerate si possono suddividere in due categorie: il meccanismo di Fermi I quando la geometria del processo è incisiva, il meccanismo di Fermi II quando a dominare è la velocità relativa tra particelle e linee di campo.

Spesso l'accelerazione avviene in seguito a uno shock, ovvero onde d'urto elettromagnetiche tali da distorcere le linee di campo in prossimità del fronte. Il fenomeno più efficiente grazie al quale può essere incrementata l'energia è il DSA, si verifica quando le turbolenze del campo magnetico, sia a monte che a valle dell'onda d'urto, permettono alla particella di rimbalzare ripetutamente da una parte all'altra, incrementando ad ogni ciclo la sua energia.

Nel caso in cui si considerano i getti emessi da galassie o corpi celesti, bisogna considerare il fenomeno della riconnessione magnetica, ovvero un fenomeno grazie al quale è possibile convertire l'energia cinetica della materia espulsa in energia magnetica. In queste condizioni ci sono diversi processi per cui è possibile un'accelerazione, ma il più efficiente rimane il DSA.

Affinché la particella venga accelerata è necessario che il tempo in cui avviene l'accelerazione sia sufficiente rispetto a tutti gli altri fenomeni che competono, ovvero il tempo caratteristico di guadagno energetico deve essere inferiore all'età della sorgente, al tempo caratteristico che la particella impiega a fuggire dalla regione di accelerazione e al tempo

caratteristico con cui viene persa l'energia.

Per stabilire il tempo caratteristico di fuga bisogna prima identificare quale sia il processo diffusivo alla base del moto delle particelle nella nube di plasma. Vengono considerati il modello della diffusione di Bohm e il modello di diffusione turbolenta, che si differenziano per le caratteristiche del campo magnetico presente nella regione di accelerazione.

Riguardo alla perdita energetica vi sono innumerevoli processi da tenere in considerazione. Oltre alla perdita adiabatica dovuta dall'espansione dell'Universo, si possono considerare i processi di raffreddamento radiativo e quelli di decadimento.

Una classe di raggi cosmici su cui le informazioni sono ancora scarse sono gli UHECRs, ovvero i raggi cosmici con un'energia superiore a 10^{18} eV. Oltre ad essere molto raro osservarli, non si è nemmeno a conoscenza da cosa possano essere originati. Le tre possibili sorgenti trattate in questa tesi, e di interesse in quanto solo di recente osservate, sono i filamenti cosmici, il ponte intracluster tra *Abell 0399* e *Abell 0401* e la radiogalassia gigante *Alcioneo*.

Tali analisi qualitative è stata effettuata in tre passaggi: in primo luogo è stato osservato se il campo magnetico e le dimensioni della sorgente permettessero alle particelle di rimanere confinate all'interno della regione di accelerazione durante il processo, poi se il campo magnetico e la dimensione della potenziale sorgente avessero dei valori tali da conferire alle particelle sufficiente energia, infine se l'oggetto astronomico considerato emettesse sufficiente energia magnetica.

Ove non è specificato, il materiale riportato sopra e in Cap. 1 è stato tratto da Spurio 2018, Longair 2011 e Matthews, Bell e Blundell 2020.

Capitolo 1

Raggi Cosmici

I raggi cosmici sono particelle fondamentali o nuclei atomici che si muovono nell'Universo e a cui è esposto qualsiasi corpo celeste. La loro natura è molto varia, sia per le tipologie di particelle che li costituiscono, che per le energie che possono avere. Anche la loro origine può essere diversa, poiché diverse sono le sorgenti astrofisiche potenzialmente in grado di accelerare le particelle. Tali processi prendono il nome di meccanismi di accelerazione.

1.1 Meccanismi di accelerazione

I meccanismi di accelerazione si basano sul modello idealizzato da Fermi nel 1949, secondo il quale una particella acquista energia collidendo con una nube di plasma in movimento. Per portare le particelle alle energie osservate è necessaria più di una collisione, rendendo l'accelerazione un processo graduale e dipendente dal numero di urti compiuti. La natura con cui avviene è molto varia ma è in generale assimilabile ad un fenomeno di scattering.

Si consideri una particella che viaggia a velocità relativistiche. La forza elettromagnetica che subisce a causa dell'interazione con una nube di plasma magnetizzato è

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{d}{dt} (\gamma m \vec{u}) = Z e \left(\vec{\mathcal{E}}_{ext} + \vec{v} \times \vec{B} \right) \quad , \quad (1.1)$$

dove $\vec{\mathcal{E}}_{ext}$ è il campo elettrico esterno, \vec{B} il campo magnetico, mentre γ è fattore di Lorentz della particella, \vec{v} la sua velocità e $Z e$ la sua carica. Data la natura caotica del moto delle cariche all'interno del plasma, non è possibile mantenere una separazione di cariche costante nel tempo e quindi $\mathcal{E}_{ext} \sim 0$ nella maggior parte dei casi. Tuttavia, il moto relativo di particella carica e nube magnetizzata, \vec{u} , produce un campo magnetico effettivo. Si scrive quindi tale termine in funzione di \vec{u} e del campo magnetico ivi presente: $\vec{\mathcal{E}} = -\vec{u} \times \vec{B}$. Ciò risulta opportuno dato che lo spostamento delle linee di campo

magnetico \vec{B} genera una forza elettromotrice che è responsabile dell'accelerazione delle particelle dalla legge di Faraday-Neumann-Lenz. L'equazione diventa quindi

$$\frac{d}{dt}(\gamma m \vec{u}) = Z e \left(-\vec{v} \times \vec{B} + \vec{u} \times \vec{B} \right) . \quad (1.2)$$

Detto θ l'angolo tra \vec{p} e \vec{u} , le collisioni tra le particelle e il plasma possono essere di due tipologie: se $\cos \theta > 0$ si dice che le collisioni sono di tipo head-on e in tal caso le particelle sono accelerate, se invece $\cos \theta < 0$ vengono dette rear-on e le particelle vengono decelerate (Fig. 1.1). Si può dimostrare che statisticamente le collisioni head-on sono molto più frequenti, quindi la particella subirà una accelerazione complessiva positiva che le farà guadagnare energia.

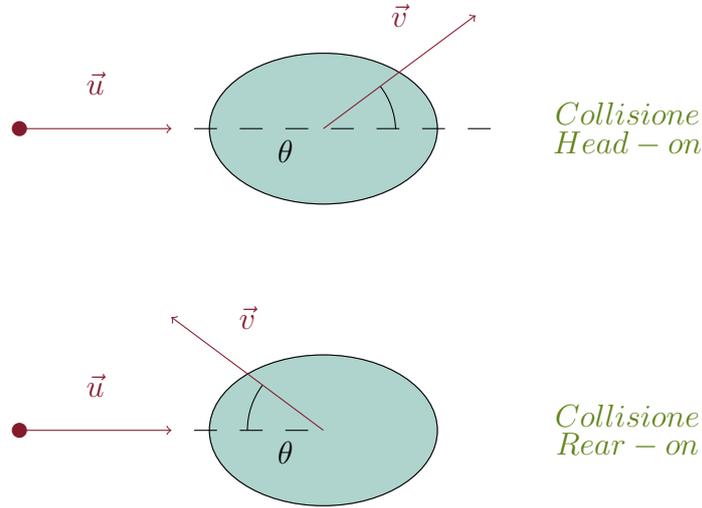


Figura 1.1: Schema delle due tipologie di collisione possibili.

Da una trattazione rigorosa si ricava che l'incremento energetico è approssimabile a

$$\beta = \frac{\Delta E}{E} \sim \frac{2 \vec{v} \cdot \vec{u}}{c^2} \cos(\theta) + 2 \frac{u^2}{c^2} . \quad (1.3)$$

In questa equazione si notano due termini distinti, il primo proporzionale a u/c e il secondo a $(u/c)^2$; in base a quale dei due è dominante si possono distinguere due tipologie di accelerazione. Se a dominare è il primo termine si ha un'accelerazione di Fermi I, in cui l'efficienza β dipende principalmente dai vettori \vec{v} e \vec{u} e dalla loro geometria. Per questo motivo tale processo viene connesso principalmente ai fenomeni di shock. Se a dominare è il secondo termine si ha un'accelerazione di Fermi II, in cui l'efficienza dipende quadraticamente dalla velocità del plasma u^2 e avviene su un tempo caratteristico di accelerazione molto maggiore rispetto all'accelerazione di Fermi I. Tale meccanismo

viene collegato al caso in cui il campo magnetico presenta delle grandi turbolenze, ossia se la velocità delle linee di campo \vec{u} influenza significativamente le collisioni randomiche e disordinate delle particelle.

1.1.1 Accelerazione causata da shock

Nell'Universo vi sono processi che sono in grado di innescare delle onde d'urto a diversa intensità e su scale differenti. Su scala ridotta si osservano ad esempio le supernove, cioè un'esplosione stellare che rilascia una grande quantità di energia. Oltre alla radiazione viene espulsa una grande quantità di materia a grande velocità, fino a 30000km/s , causando così un'onda d'urto che si propaga nel mezzo interstellare. Sulla scala dei cluster galattici si possono verificare onde d'urto che si propagano nel mezzo intracluster, ciò avviene quando galassie o ammassi di quest'ultime si spostano ad alta velocità sui filamenti della rete cosmica per giungere infine in punti, detti nodi, dove avviene il merging. Tale processo genera il più delle volte strutture di dimensioni maggiori.

Le particelle possono essere accelerate da tali fenomeni, in particolare è possibile identificare diversi processi differenti in seguito ad uno shock: shock drift acceleration (SDA), shock-surfing acceleration (SSA) o diffusive shock acceleration (DSA).

Il meccanismo SDA causa una deriva delle particelle sull'onda d'urto. A causa dello shock si ha una compressione delle linee di campo magnetico a valle del fronte d'onda, la quale genera un gradiente magnetico. Il raggio di girazione della particella subirà un restringimento vincolando la particella ad attraversare ripetutamente il fronte.

Il meccanismo SSA è simile, dal momento che si basa sulla differenza del raggio di girazione a monte e a valle dell'onda d'urto. In questo caso, però, è la forza di Lorentz stessa che intrappola la particella sul fronte dell'onda d'urto.

Tramite il meccanismo DSA, invece, le particelle guadagnano energia mediante lo scattering dovuto dal regime turbolento delle linee di campo magnetico presenti nel mezzo, sia a valle che a monte del fronte d'urto. La differenza della velocità di propagazione del centro di scattering induce un incremento energetico ogni volta che la particella attraversa lo shock. Si considerano particelle relativistiche, con velocità $v \approx c$ ed energia $E \approx pc$, e si definisce u_1 la velocità del plasma a valle dello shock, mentre u_2 corrisponde alla velocità del plasma a monte dello shock. Ogni volta che una particella attraversa lo shock essa subisce una collisione head-on con il plasma che si muove con una velocità relativa $V = u_1 - u_2$ (Fig. 1.2).

Detto θ l'angolo che sottende una corona sferica di spessore $d\theta$, il numero di particelle che verranno diffratte nella direzione compresa tra θ e $\theta + d\theta$ è proporzionale a $\sin \theta d\theta$, mentre il numero di particelle che attraversa lo shock in funzione del tempo è proporzionale a $c \cos \theta$ (Fig. 1.3).

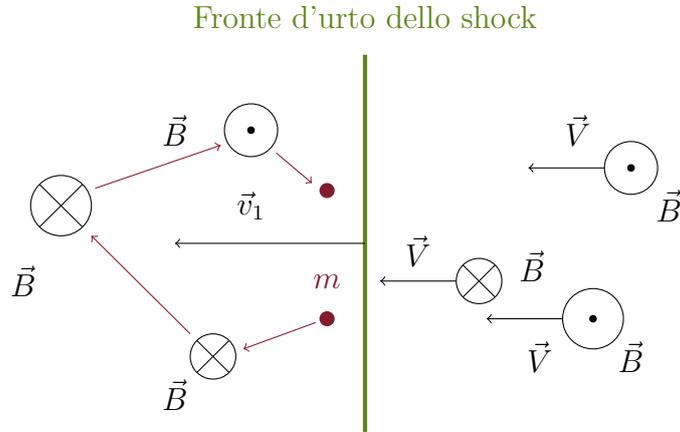


Figura 1.2: Schema del meccanismo DSA nel sistema di riferimento dello shock. La particella di massa m subisce processi di scattering con il campo magnetico in regime turbolento che incontra in questa regione. Non appena riattraversa lo shock subisce una collisione head-on con il plasma a valle che si muove con velocità \vec{V} .

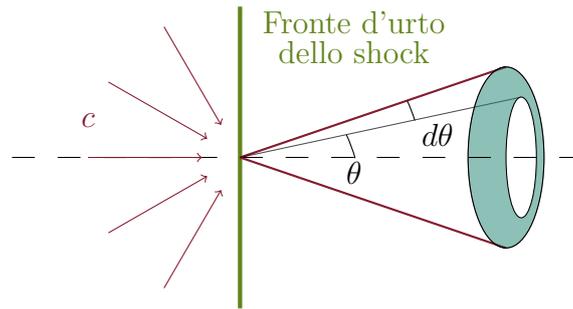


Figura 1.3: Schema esemplificativo sul tasso di particelle che attraversano lo shock in funzione dell'angolo formato rispetto alla normale al fronte d'urto.

L'energia guadagnata dopo ogni mezzo ciclo, ossia dopo avere attraversato lo shock una sola volta, è

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{1}{2} \frac{2vV}{c^2} \cos \theta \sim \frac{V \cos \theta}{c} . \quad (1.4)$$

È possibile ora calcolare il valore medio della frazione di energia guadagnata su tutta la calotta sferica nella regione finale della particella, ottenendo che

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{2V}{3c} . \quad (1.5)$$

Moltiplicando tale valore per 2 si ottiene l'incremento energetico medio guadagnato in

un ciclo completo di accelerazione. Mettendo a sistema le relazioni

$$\frac{E_{i+1} - E_i}{E_i} = \frac{2}{3} \frac{V}{c} = \frac{2}{3} \frac{v_1 - v_2}{c} \quad E_{i+1} = \beta E_i \quad (1.6)$$

si ricava che $\beta = 1 + \frac{4}{3} \frac{v_1 - v_2}{c}$. Nel caso in cui lo shock si propaghi con numero di Mach molto maggiore a 10, si raggiunge il valore limite $v_2 = v_1/4$, quindi si può approssimare

$$\beta = 1 + \frac{v_1}{c} \quad (1.7)$$

La probabilità per cui una particella non riattraversi lo shock un'ulteriore volta, e quindi esca dalla regione di accelerazione, viene definita come il rapporto tra il numero totale di particelle che vengono avvette dallo shock $N v_2$ e quelle che iniziano il ciclo di accelerazione $N c/4$. Sfruttando sempre il valore limite $v_2 = v_1/4$ si ottiene

$$P^{esc} = \frac{v_1}{c} \quad (1.8)$$

Quindi la probabilità di rimanere all'interno della regione di accelerazione corrisponde a

$$P = 1 - P^{esc} = 1 - \frac{v_1}{c} \quad (1.9)$$

1.1.2 Riconnessione magnetica

Alcune galassie attive, come le radiogalassie e i quasar, possono sprigionare un getto di plasma estremamente potente dal loro centro, detto getto relativistico. Anche getti meno energetici, come nel caso del vento solare, possono innescare un meccanismo di accelerazione che viene chiamato riconnessione magnetica, per cui l'energia magnetica presente viene convertita in energia cinetica. Le linee di campo magnetico convergenti, ma con polarità opposta, interagiscono tra loro e dissipano energia tramite effetti di resistività.

La forma caratteristica delle linee del campo magnetico in cui avviene la riconnessione magnetica è spesso definita come "punto-X" o "linea-X". In particolare si vedono formarsi delle isole magnetiche o turbolenze dovute alle instabilità causate da current sheet, o degli shock deboli che si vengono a formare nei pressi dei "punti-X" (Fig. 1.4).

In un sito di riconnessione le particelle possono essere accelerate in diversi modi con guadagni energetici differenti.

Il primo meccanismo è dovuto al campo elettrico associato ai current sheet ma l'accelerazione che ne segue è abbastanza inefficiente.

Il secondo meccanismo di accelerazione è dovuto all'accelerazione di betatrone, ossia quando la particella guadagna energia in seguito ad una variazione del campo magnetico. Tendenzialmente anche questo contributo viene considerato trascurabile dal momento

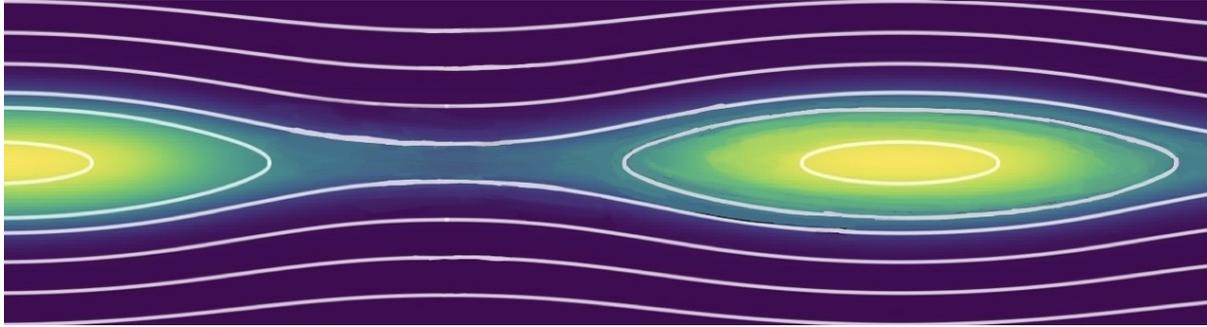


Figura 1.4: *La mappa di colore in background identifica la densità del plasma, con una scala-colore che va dal giallo per un'alta densità al viola per una bassa densità. In bianco sono rappresentate le linee di campo magnetico. Tale immagine è stata tratta da Matthews, Bell e Blundell 2020.*

che il campo magnetico è decrescente.

Il terzo meccanismo è simile al meccanismo di Fermi nel caso di moti turbolenti. In generale la riconnessione magnetica avviene quando due regioni con polarità magnetica opposta si incontrano con una velocità relativa v_{in} . In tal caso, se una particella attraversa la regione passando dalla porzione con campo magnetico minore a quella maggiore, guadagna energia, in modo analogo alla DSA. Infatti, restringendosi alla regione dove vi è la discontinuità del campo magnetico, è possibile trattare il fenomeno in questione come uno shock.

L'analogia con il modello di Fermi si rafforza considerando che l'isola magnetica che accelera le particelle non è isolata, ma, in generale, ve ne sono molte altre in prossimità. Tale disposizione fa sì che se una particella fugge da una di esse, può facilmente interagire con un'altra e continuare ad essere accelerata.

1.2 Spettro energetico

Una volta spiegato come i raggi cosmici possano accrescere la loro energia, diventa interessante studiare la distribuzione del numero di particelle che vanno a costituire i raggi cosmici in funzione dell'energia $n(E)$, detta anche spettro dei raggi cosmici.

Come detto nel paragrafo precedente, i meccanismi di accelerazione possono essere considerati come processi di scattering delle particelle con il mezzo che le circonda. Viene dimostrato che, presa una popolazione di N_0 particelle ad una energia E_0 , in seguito all' i -esima collisione l'energia verrà incrementata di una frazione β_i . Supponendo che vengano

compiute n collisioni, l'energia raggiunta dal raggio cosmico è

$$E = E_0 \prod_{i=1}^n \beta_i \quad . \quad (1.10)$$

Detta P_i la probabilità di restare confinate nella zona di accelerazione dopo l' i -esima collisione, si ricava che il numero di particelle rimaste dopo n collisioni è

$$N = N_0 \prod_{i=1}^n P_i \quad . \quad (1.11)$$

Per descrivere lo spettro dei raggi cosmici $n(E)$ si usa una distribuzione a legge di potenza. Dato che $n(E) = dN/dE$, è possibile una distribuzione di questo tipo solo quando il rapporto dei logaritmi delle due relazioni Eq. 1.10 e Eq. 1.11 è costante a prescindere dal numero di collisioni effettuate

$$\frac{\ln \frac{N}{N_0}}{\ln \frac{E}{E_0}} = \frac{\sum_{i=1}^n \ln P_i}{\sum_{i=1}^n \ln \beta_i} \quad . \quad (1.12)$$

Per semplificare i conti si considerano $P = P_i$ e $\beta = \beta_i$ costanti per ogni collisione, ottenendo così una legge di potenza che dipende da questi soli parametri con la seguente forma

$$n(E) dE \propto E^{\frac{\ln P}{\ln \beta} - 1} dE = E^{-s} dE \quad , \quad (1.13)$$

dove s prende il nome di indice spettrale. Grazie ai valori di P e β ricavati in Eq. 1.9 e Eq. 1.7 si ottiene un indice spettrale $s \sim 2$ nel caso in cui i raggi cosmici vengano generati da uno shock. Andando a sostituire in Eq. 1.13 si ottiene la relazione tipica di un processo diffusivo (DSA)

$$n(E) dE \propto E^{-2} dE \quad . \quad (1.14)$$

Invece, nel caso in cui le particelle vengano accelerate dalla riconnessione magnetica si ottiene sempre una distribuzione di potenza ma con indice spettrale $s \sim 2.5$.

Si osserva sperimentalmente che lo spettro energetico dei raggi cosmici si estende su diversi ordini di grandezza, fino a raggiungere energie di circa 10^{20} eV (Fig. 1.5). L'indice spettrale non rimane costante per tutti i valori dell'energia, ma si trovano dei cambiamenti di pendenza in corrispondenza di $E \approx 10^{15.5}$ eV (ginocchio) e $E \approx 10^{18}$ eV (caviglia). I raggi cosmici vengono inoltre classificati in base all'energia che possiedono: se 10^{10} eV $< E < 10^{18}$ eV vengono detti di alta energia, se le energie superano i 10^{18} eV vengono detti Ultra High Energy Cosmic Rays (UHECR) (Fig. 1.5). Siccome il numero di osservazioni di queste particelle è molto bassa, le informazioni riguardo la natura e le sorgenti che le originano sono poche. Si può però individuare alcuni oggetti astrofisici che possono generarli se soddisfano i requisiti spiegati nei paragrafi successivi.

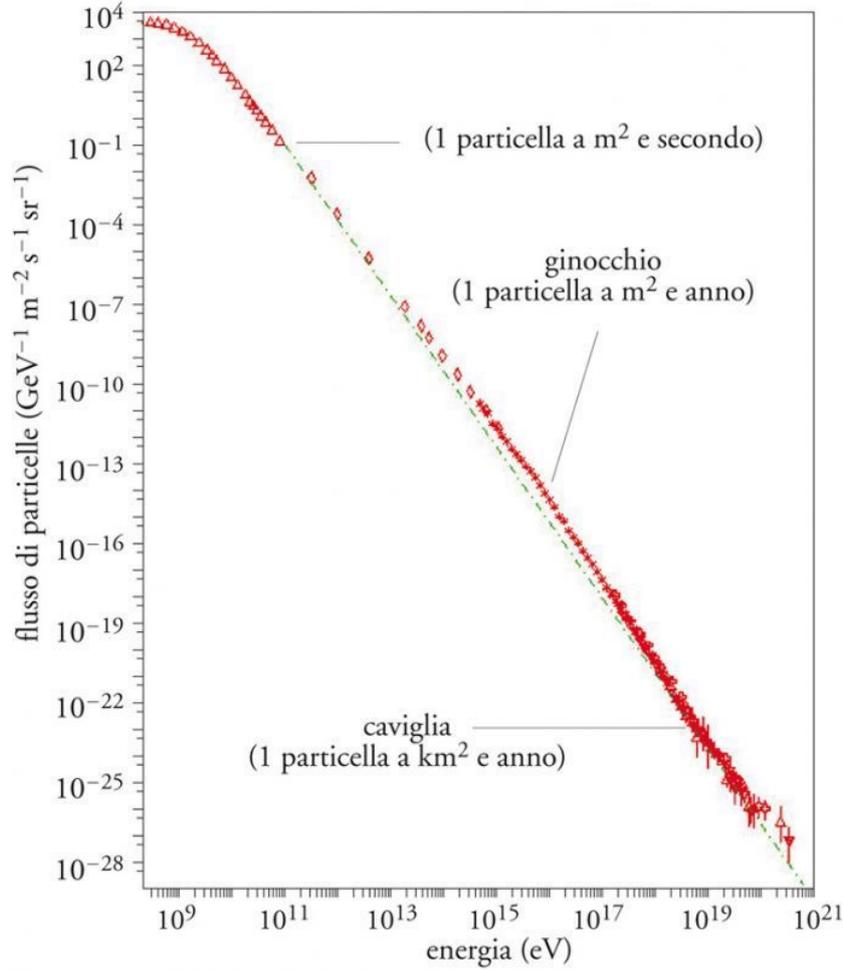


Figura 1.5: *In questa immagine è rappresentato il flusso dei raggi cosmici in funzione della loro energia. Tale immagine è stata tratta da ScienzaPerTutti 2022.*

1.2.1 Confinamento

Dato che in entrambi i meccanismi di accelerazione considerano una particella carica all'interno di un campo magnetico, è possibile considerare il raggio di girazione, o raggio di Larmor, pari a $r_g = \frac{p}{ZecB}$. Se la particella si muove a velocità relativistiche si può approssimare $E \sim pc$, quindi il raggio di girazione risulta

$$r_g = \frac{E}{ZecB} \quad . \quad (1.15)$$

Si ottiene così una prima limitazione sul meccanismo di accelerazione delle particelle, detta la condizione di confinamento: **la zona di accelerazione deve avere una lunghez-**

za caratteristica maggiore del raggio di girazione r_g per consentire alla particella di rimanerne all'interno durante il processo che ne causa l'incremento energetico.

1.3 Tempi scala

L'energia massima raggiunta da una particella che subisce vari processi di accelerazione e perdita energetica può essere stimata tramite un bilancio energetico. Principalmente viene considerata l'energia guadagnata durante i processi di accelerazione ($\frac{dE}{dt} > 0$) e l'energia persa durante i processi che verranno illustrati successivamente ($\frac{dE}{dt} < 0$). Mediante l'approssimazione al primo ordine $\frac{dE}{dt} \sim \frac{E}{\tau}$, è possibile andare a definire i tempi caratteristici di accelerazione e perdita energetica come

$$\tau_{guadagno} \sim \frac{E_{max}}{|(dE/dt)_{guadagno}|} \quad \tau_{perdita} \sim \frac{E_{max}}{|(dE/dt)_{perdita}|} \quad . \quad (1.16)$$

Affinché venga raggiunta l'energia massima è fondamentale che $\tau_{guadagno} \leq \tau_{perdita}$. Si può stimare l'energia massima ponendo uguali i due tempi caratteristici riportati in Eq. 1.16.

Oltre al tempo scala delle perdite energetiche ci sono altri due tempi caratteristici limitatori da tenere in considerazione. Il primo viene detto tempo di confinamento o tempo di fuga (τ_{fuga}) e rappresenta il tempo caratteristico che la particella impiega a fuggire dalla zona di accelerazione. L'altro è l'età stessa della sorgente che permette alla particella di accrescere la sua energia ($\tau_{età}$).

Quindi affinché venga raggiunta l'energia massima è necessario che

$$\tau_{guadagno} \leq \min(\tau_{perdite}, \tau_{fuga}, \tau_{età}) \quad . \quad (1.17)$$

Il tempo scala relativo al guadagno energetico non è altro che il tempo caratteristico in cui la particella viene accelerata τ_{acc} ; la sua stima viene affrontata successivamente. Riguardo alle perdite energetiche bisogna affrontare i vari processi che subiscono i raggi cosmici nel corso della loro esistenza.

Concentrandosi su τ_{fuga} , la probabilità che una particella fugga dalla regione di accelerazione è $P_i^{esc} = (1 - P_i)$ per ogni i -esima collisione e corrisponde al rapporto tra l'intervallo di tempo tra due fenomeni consecutivi di scattering Δt e il tempo di fuga stesso. In particolare per il primo intervallo vale l'approssimazione $\Delta t \sim \lambda/c \propto r_g/c$, dove λ è il libero cammino medio della particella e r_g il raggio di girazione. Se la fuga dalla regione avviene mediante un processo diffusivo si nota che $\tau_{fuga} \propto r_g^{-1}$, allora $(1 - P_i) \propto r_g^2$, ma dall'equazione del raggio di girazione (Eq. 1.15) si osserva che $r_g \propto E$, quindi $\tau_{fuga} \propto E^2$. Si può dunque affermare che la probabilità che un raggio

cosmico fuga dalla regione di accelerazione ha una dipendenza quadratica dall'energia della particella stessa.

1.4 Diffusione

Tutta la trattazione dei meccanismi di accelerazione è fondamentale per ricercare l'energia massima che possono raggiungere le particelle. Sia in seguito ad uno shock che nelle regioni dove avviene la riconnessione magnetica, il meccanismo più efficiente è il DSA e la legge di potenza dello spettro dei raggi cosmici non si estende all'infinito, ma esiste un valore massimo per l'energia, anche prescindendo i processi di perdita energetica (Fig. 1.6). Tale limite dipende strettamente dal coefficiente di diffusione che si può associare al processo.

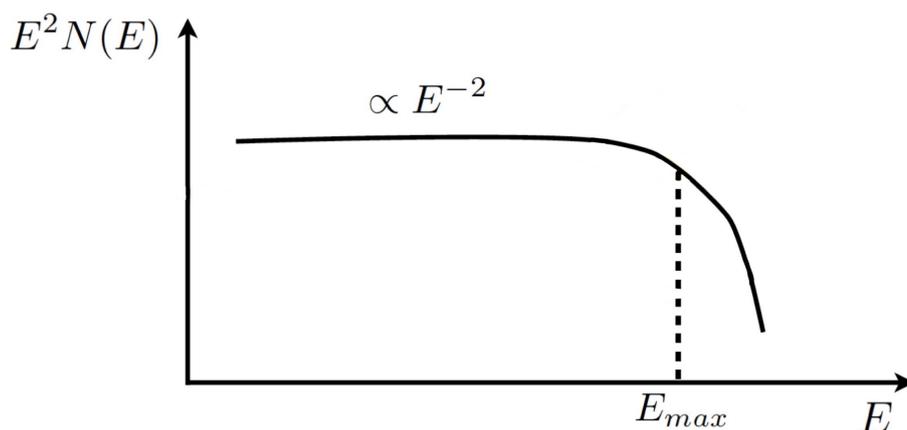


Figura 1.6: Il grafico rappresenta lo spettro dei raggi cosmici. In particolare si osserva che fino a $E = E_{max}$ lo spettro ha un andamento pressoché polinomiale, dopodiché, si ha una decrescita molto rapida.

Le particelle subiscono uno scatter associabile al fenomeno del random walk tridimensionale, dal momento che la direzione di propagazione delle particelle in seguito alla collisione è casuale. Supponendo che le particelle compiano un grande numero di collisioni, è possibile associare un coefficiente di diffusione

$$D \propto l_d^2/t \quad , \quad (1.18)$$

dove l_d è la massima distanza percorsa nel tempo t . La massima distanza percorsa da una particella, quindi, è proporzionale a $t^{1/2}$.

Tornando al caso della DSA, in un tempo τ_{diff} lo shock avanza di $l_s = v_1 \tau_{diff}$. La stessa distanza può essere coperta da un raggio cosmico con un coefficiente di diffusione abbastanza grande. Supponendo che tale coefficiente sia direttamente proporzionale all'energia, vale la relazione $l_d \sim \sqrt{D(E)} \tau_{diff}$. Uguagliando le due lunghezze si ottiene che

$$\tau_d(E) = \frac{D(E)}{v_1^2} \quad l_d = \frac{D(E)}{v_1} \quad . \quad (1.19)$$

Il tempo τ_d risulta essere una buona stima del tempo necessario alla particella con energia E per compiere un ciclo completo di accelerazione. Si noti che, siccome $D(E)$ aumenta all'aumentare di E e l'energia aumenta ad ogni ciclo di accelerazione, l'ultimo ciclo compiuto dalla particella avrà il valore di τ_d più lungo, tale valore si può considerare come il tempo caratteristico di accelerazione

$$\tau_d(E_{max}) = \frac{D(E_{max})}{v_1^2} \approx \tau_{acc} \quad . \quad (1.20)$$

Va notato che l'energia massima non è universale, ma dipende strettamente dalla relazione con il coefficiente di diffusione e dal tempo caratteristico di accelerazione; se la dipendenza è polinomiale ($D(E) = D_0 E^\alpha$), da Eq. 1.20 si ottiene

$$E_{max} = \left(\frac{v_1^2 \tau_{acc}}{D_0} \right)^{1/\alpha} \quad . \quad (1.21)$$

I valori di D_0 e α dipendono dal modello diffusivo scelto, ossia da come i raggi cosmici interagiscono con il plasma magnetico in regime turbolento. Due modelli esistenti sono la diffusione di Bohm e la diffusione turbolenta.

Il modello della diffusione di Bohm considera particelle che si propagano con velocità prossime a quelle della luce, in una regione in cui il modulo del campo magnetico è costante ma la direzione e il verso cambia in modo casuale. Tale conformazione fa sì che il raggio di Larmor del moto delle particelle sia sempre il medesimo per tutta la loro traiettoria, tuttavia cambia il verso di rotazione, ossia la curvatura della rotazione R cambia di segno casualmente in funzione della polarizzazione del campo magnetico. Tramite questo modello si stima che il coefficiente di diffusione sia

$$D \sim c \frac{r_g}{3} \propto \frac{E}{B} \quad , \quad (1.22)$$

oppure, inserendo l'energia in GeV e il modulo del campo magnetico in μG , si ottiene tale espressione del coefficiente di diffusione in cm^2/s

$$D(E) = 3 \cdot 10^{22} \frac{E}{B} \text{ cm}^2 \quad . \quad (1.23)$$

Il modello della diffusione turbolenta considera un campo magnetico che, oltre che per direzione e verso come nel caso precedente, varia il suo modulo su lunghezze caratteristiche $L_0 \gg r_g$. In questo caso si stima la seguente dipendenza del coefficiente di diffusione

$$D(E) \propto \left(\frac{E}{B}\right)^{1/3} (L_0)^{2/3} \quad . \quad (1.24)$$

A causa del valore di L_0 , si ottengono valori molto più grandi rispetto a quelli ottenuti per la diffusione di Bohm. È possibile inoltre esprimere l'energia in GeV, il campo magnetico in μG e la lunghezza L_0 in kpc per ottenere il coefficiente di diffusione in cm^2/s

$$D(E) = 2 \cdot 10^{29} \left(\frac{E}{B}\right)^{1/3} \left(\frac{L_0}{20 \text{ kpc}}\right)^{2/3} \text{ cm}^2 \quad . \quad (1.25)$$

Considerando Eq. 1.21 si può ricavare una stima dell'energia massima raggiungibile in tali processi. Supponendo i valori tipici per le grandezze coinvolte, quali $B = 1 \mu\text{G}$ per il campo magnetico, $L_0 = 20 \text{ kpc}$ per la lunghezza caratteristica, $v_1 = 2 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$ per la velocità di propagazione dello shock e $\tau_{acc} = 0.1 \text{ Gyrs}$ per il tempo caratteristico di accelerazione, si ottiene che, nel caso della diffusione di Bohm con $\alpha = 1$, l'energia massima raggiunta dal processo è

$$E_{Max Bohm} = v_1^2 \tau_{acc} \frac{B[\mu\text{G}]}{2 \cdot 10^{22}} \approx 4 \cdot 10^9 \text{ GeV} \quad . \quad (1.26)$$

Mentre nel caso della diffusione turbolenta con $\alpha = 1/3$ l'energia massima risulta

$$E_{Max Turbolento} = \left[v_1^2 \tau_{acc} \frac{B[\mu\text{G}]}{2 \cdot 10^{29}} \left(\frac{20 \text{ kpc}}{L_0}\right)^2 \right]^3 \approx 2.1 \cdot 10^8 \text{ GeV} \quad . \quad (1.27)$$

1.5 Criterio di confinamento di Hillas

Si consideri una particella con carica Ze che percorre una distanza R ad una velocità \vec{v} attraverso un campo elettrico $\mathcal{E} = -\vec{v} \times \vec{B}$, l'energia massima che può raggiungere è $E = Ze v B R$. Dato che la distanza è solitamente dell'ordine dei kpc e il campo magnetico dell'ordine dei μG è possibile esplicitare l'energia in funzione di tali unità di misura, ottenendo così la relazione

$$E = 10^{18} \text{ eV} \left(\frac{R}{1 [\text{kpc}]}\right) \left(\frac{B}{1 \mu\text{G}}\right) \left(\frac{v}{c}\right) Z \quad . \quad (1.28)$$

Grazie a questa equazione è ora possibile identificare, in prima approssimazione, delle sorgenti per dei raggi cosmici ad una determinata energia. **È necessario che**

tale sorgente abbia una dimensione sufficiente da permettere alla particella di rimanere all'interno della regione di accelerazione durante il processo di accrescimento energetico e che abbia un campo magnetico abbastanza forte da permettere che esso avvenga (Fig. 1.6).

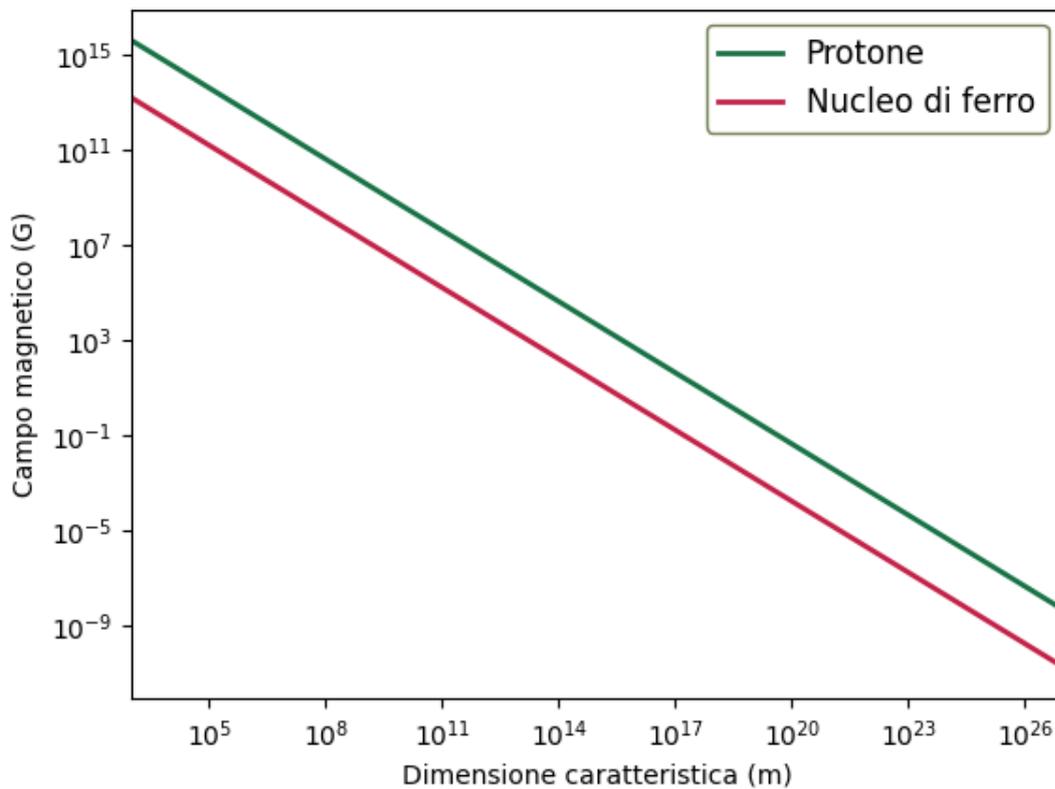


Figura 1.7: *Variazione del campo magnetico medio e della distanza caratteristica ad un'energia costante di 10^{21} eV, da Eq. 1.28.*

1.6 Limitazioni energetiche

Affinché un corpo celeste possa effettivamente essere una sorgente di raggi cosmici il criterio di Hillas non è sufficiente, ma bisogna verificare che in tali regioni sia presente abbastanza energia.

Si consideri il flusso di energia magnetica per unità di tempo e di superficie

$$Q_B = \frac{B^2}{8\pi} R^2 u \quad , \quad (1.29)$$

dove u è la velocità del plasma che attraversa la superficie R^2 . Andando a sostituire tale relazione in Eq. 1.28, si ottiene il **valore minimo della potenza emessa dalla sorgente affinché ci sia accelerazione**

$$Q_{Bmin} \approx 10^{44} \text{ erg/s} \left(\frac{E}{10 \text{ EeV}} \right)^2 \left(\frac{u}{0.1c} \right)^{-1} Z^{-2} \quad . \quad (1.30)$$

Tale limite è dovuto al campo elettrico massimo che può essere prodotto dalla sorgente di energia magnetica tramite la legge di Faraday-Neumann-Lenz ($E = -dB/dt$), nelle condizioni ottimali di accelerazione. Si può inoltre definire un ulteriore parametro η che viene considerato come l'efficienza della conversione dell'energia magnetica in energia cinetica delle particelle

$$Q_{Tmin} = \eta^{-1} Q_{Bmin} \quad , \quad (1.31)$$

in cui Q_{Tmin} è il flusso di energia cinetica e Q_{Bmin} è il flusso di energia magnetica.

1.7 Perdite energetiche

Da quando i raggi cosmici vengono accelerati, risentono di perdite energetiche causate dall'interazione con ciò che li circonda mentre si propagano nell'Universo. Anche in base alla loro massa ci sono processi più o meno efficaci, solitamente si tratta di raffreddamento in seguito all'emissione di radiazione, al decadimento delle particelle stesse o al raffreddamento adiabatico dovuto all'espansione dell'universo stesso.

1.7.1 Perdite radiative

Il raffreddamento radiativo limita l'energia massima raggiunta dalle particelle, se il tempo caratteristico è sufficientemente corto. In generale l'espressione del tempo scala di raffreddamento in seguito a un processo radiativo è

$$\tau_{raffreddamento} = \frac{E}{\dot{E}_{rad}} \quad , \quad (1.32)$$

dove \dot{E}_{rad} è la potenza irradiata, tipicamente in seguito ai processi di sincrotrone, bremsstrahlung, Compton inverso o synchrotron self-Compton.

Questi processi dipendono dalla massa m della particella presa in esame, in particolare si ricava che $\dot{E}_{rad} \propto m^{-2}$. Se ci si riferisce a particelle relativamente leggere come gli elettroni gli effetti di raffreddamento radiativo risultano significativi, altrimenti se si prende

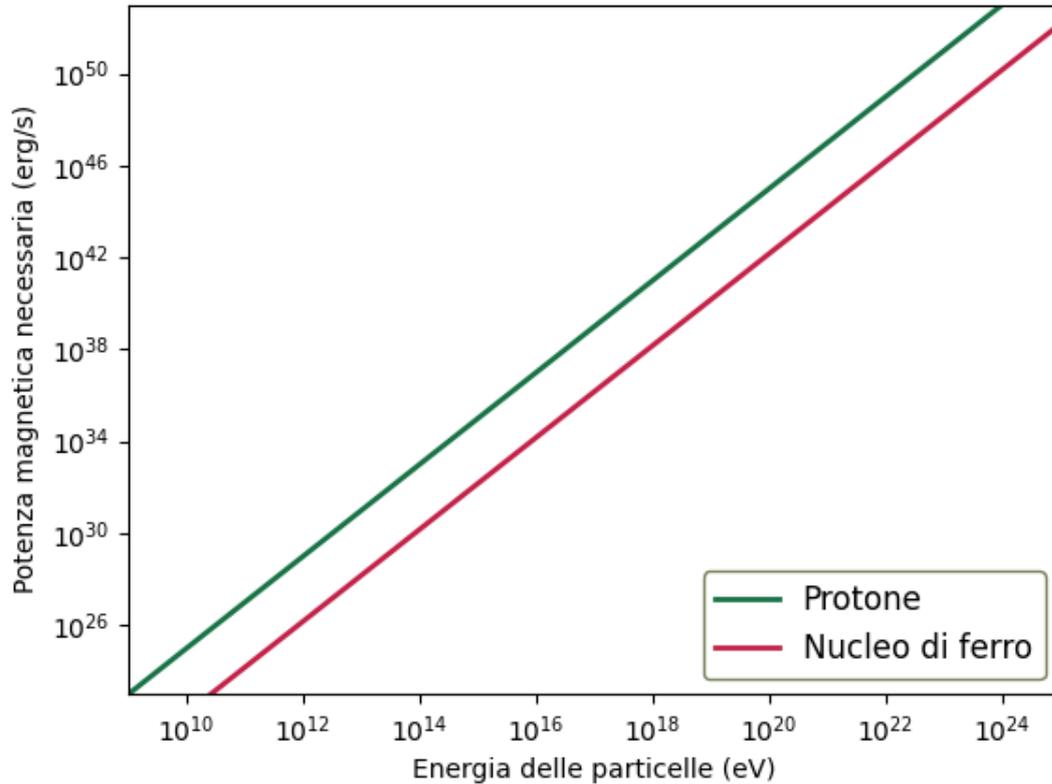


Figura 1.8: *Grafico della potenza magnetica emessa dalla sorgente necessaria a accelerare un raggio cosmico all'energia E (Eq. 1.30). La curva verde rappresenta un protone, mentre la curva rossa un nucleo di ferro.*

in considerazione una particella più massiva (anche un singolo protone) la potenza emessa si riduce di almeno sei ordini di grandezza. Si prenderanno quindi in considerazione degli elettroni ultra-relativistici ($v \approx c$) nella trattazione di tali processi.

La radiazione per sincrotrone è dovuta a particelle cariche relativistiche che si muovono di moto elicoidale in un campo magnetico. L'accelerazione centripeta dovuta alla forza magnetica $q(\vec{v}_{particella} \times \vec{B})$ causa la perdita di parte della loro energia tramite emissione di fotoni, principalmente nella direzione tangenziale al moto dei raggi cosmici. L'energia persa per unità di tempo in tale processo è

$$\left(-\frac{dE}{dt}\right)_{sinc} = \frac{4}{3} \gamma^2 \sigma_T c U_B \propto B^2 E^2 \quad , \quad (1.33)$$

dove $\sigma_T = \frac{8}{3} \frac{\pi e^4}{m_e^2 c^4}$ è la sezione d'urto di Thompson dell'elettrone, γ è il fattore di Lorentz relativo alla particella e $U_B = \frac{B^2}{2\mu_0}$ è la densità di energia magnetica della regione. Risulta quindi che il tempo di raffreddamento per sincrotrone è

$$\tau_{sinc} = \frac{E}{\dot{E}_{sinc}} = \frac{\gamma m c^2}{\frac{4}{3} \gamma^2 \sigma_T c U_B} \propto \frac{1}{\gamma B^2} \quad . \quad (1.34)$$

Tipicamente per una sorgente di onde radio $\gamma \approx 10^3$ e $B \approx 10 \mu\text{G}$, quindi in tempo di raffreddamento è $\tau_{sinc} \approx 10^7 - 10^8$ yrs. Nella maggior parte dei casi la lunghezza percorsa da un elettrone in tale intervallo di tempo è notevolmente inferiore alla dimensione delle sorgenti.

La bremsstrahlung è una radiazione elettromagnetica che viene prodotta a causa dell'interazione di una particella carica con un campo elettrico generato da un'altra particella, tipicamente un nucleo atomico. Tale interazione devia la particella dal suo moto originario, causandone una decelerazione e quindi una diminuzione dell'energia cinetica. L'energia persa viene poi convertita in radiazione elettromagnetica. La perdita energetica per unità di tempo subita da degli elettroni posti in un mezzo con una densità di nuclei N e carica media $Z e$ è

$$\left(-\frac{dE}{dt} \right)_{Brems} = \frac{Z^2 e^6 N v}{24 \pi^3 \epsilon_0^3 m_e c^3 \hbar} \ln(\Lambda) \propto \frac{Z^2 N v}{m_e} \quad , \quad (1.35)$$

dove $\ln(\Lambda)$, fattore di Gaunt, contiene il rapporto tra il parametro d'urto minimo (b_{min}) e massimo (b_{max}), ovvero la distanza minima e massima tra l'elettrone e il nucleo. Si nota che la perdita energetica dipende direttamente dalla velocità dell'elettrone v e inversamente dalla sua massa.

L'emissione per effetto Compton avviene quando un elettrone ultra-relativistico collide con un fotone a bassa energia. In seguito alla collisione viene trasferita gran parte dell'energia cinetica al fotone. L'energia persa dall'elettrone per unità di tempo è

$$\left(-\frac{dE}{dt} \right)_{IC} = \frac{4}{3} \gamma^2 \sigma_T c U_{rad} \propto U_{rad} E^2 \quad , \quad (1.36)$$

dove U_{rad} è la densità di energia della radiazione. Quindi il tempo di raffreddamento per effetto Compton inverso è

$$\tau_{IC} = \frac{E}{\dot{E}_{IC}} = \frac{\gamma m c^2}{\frac{4}{3} \gamma^2 \sigma_T c U_{rad}} \propto \frac{1}{\gamma U_{rad}} \quad . \quad (1.37)$$

Avviene spesso il fenomeno di emissione synchrotron self-Compton, ovvero che il fotone emesso dall'elettrone per sincrotrone interagisce ulteriormente con l'elettrone dando origine ad un processo di Compton inverso.

1.7.2 Decadimento e cutoff GKZ

Le particelle più massive, come i protoni, risentono anch'essi dei processi descritti in precedenza per gli elettroni, dal momento che sono particelle cariche, però tali effetti hanno impatto minore data la massa di tre ordini di grandezza maggiore.

Se un protone è bombardato da della radiazione elettromagnetica avente un'energia $\epsilon_{min} > 10^{20}$ eV, vengono innescati i seguenti decadimenti:

$$\gamma + p \longrightarrow \Delta^+ \longrightarrow n + \pi^+ \quad (1.38)$$

$$\gamma + p \longrightarrow \Delta^+ \longrightarrow p + N\pi \quad (1.39)$$

$$\gamma + p \longrightarrow \Delta^+ \longrightarrow p + \pi^0 \longrightarrow p + \gamma + \gamma \quad (1.40)$$

$$\gamma + p \longrightarrow \Delta^+ \longrightarrow p + \pi^0 \longrightarrow p + e^+ + e^- \quad (1.41)$$

La collisione tra il protone e il fotone permette la formazione di un barione Δ^+ , che essendo instabile decade fortemente dopo circa 10^{-24} s in un nucleone accompagnato da un numero variabile di pioni (π -produzione). Può accadere anche che i pioni decadano debolmente o tramite l'interazione elettromagnetica in una coppia di fotoni (foto-produzione) o in coppie di elettroni e positroni (accoppiamento e^+ e e^-).

I fotoni della radiazione cosmica di fondo hanno una frequenza $\nu \approx 1.5 \cdot 10^{11}$ Hz ed un'energia media $\langle \epsilon_{CMB} \rangle \approx 6 \cdot 10^{-4}$ eV. Se si considera un raggio cosmico costituito da un protone e ci si pone nel suo sistema di riferimento, l'energia della radiazione cosmica diventa

$$\epsilon = \gamma_p \langle \epsilon_{CMB} \rangle (1 + \cos \theta v) \quad , \quad (1.42)$$

dove v è la velocità del protone. Supponendo che la particella sia relativistica, si ha $v \approx c$ e $\cos \theta \approx 1$ e diventa interessante ricercare quale energia deve avere il protone per innescare i decadimenti scritti sopra. Affinché $\epsilon \geq \epsilon_{min}$ è necessario che il fattore di Lorentz dei protoni sia $\gamma_p \geq 1.7 \cdot 10^{11}$, quindi solo i protoni con energia $E \geq \gamma m_p c^2 \approx 10^{20}$ eV (UHECRs) possono innescare i decadimenti riportati sopra.

È possibile ora andare a ricercare quanto spazio può percorrere un UHECR affinché continui ad avere un'energia di circa 10^{20} eV. L'energia creata sotto forma di pioni durante un decadimento è $\gamma_\pi m_\pi c^2$, quindi la frazione di energia persa in un'interazione è $\Delta E/E \sim m_\pi/m_p \approx 1/10$. Il libero cammino medio tra due fenomeni di scattering risulta essere circa 3 Mpc, quindi un UHECR costituito da un protone perde interamente la sua energia totale in una decina di scattering, quindi dopo che percorre circa 30 Mpc. Tale fenomeno prende il nome di cutoff Greisen-Zatsepin-Kuzmin (GKZ). Se si estende

tale ragionamento anche a UHECR costituiti da particelle più pesanti si osserva che l'energia di GKZ cutoff si abbassa a circa $5 \cdot 10^{19}$ eV. La considerazione importante è che se si rilevano raggi cosmici con tali energie, non possono essere stati generati a distanze maggiori di 30 Mpc. Bisogna quindi focalizzare la ricerca delle possibili sorgenti di UHECRs nelle porzioni di Universo prossime alla Terra.

1.7.3 Perdite adiabatiche

Quando delle particelle sono confinate all'interno di un volume che si sta espandendo, esse sono soggette ad una perdita energetica adiabatica: la loro energia interna U viene convertita in lavoro per aumentare il volume V che occupano. In queste condizioni vale la relazione termodinamica $dU = -p dV$, dove $p = n k_b T$ è la pressione e n è la densità delle particelle. Si ottiene quindi

$$dU = -n k_b T dV \quad . \quad (1.43)$$

Se vengono considerati solo i gradi di libertà traslazionali, il teorema dell'equipartizione dell'energia stabilisce che l'energia di una particella all'interno del volume V è $E = \frac{3}{2} k_b T$ e sostituendo nell'equazione sopra si ricava

$$dU = -\frac{2}{3} n E dV \quad . \quad (1.44)$$

Consideriamo ora l'energia interna come $U = E N$, dove N è il numero totale di particelle presenti in V . Si può dunque scrivere

$$dU(E, N) = d(N E) = N dE + E dN = N dE \quad , \quad (1.45)$$

siccome il numero delle particelle è costante. Uguagliando Eq. 1.44 e Eq. 1.45 e derivando per il tempo si ricava

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{2 n E}{3 N} \frac{dV}{dt} \quad . \quad (1.46)$$

Si nota infine che la variazione di volume in funzione del tempo è relazionata alla divergenza della velocità $\frac{dV}{dt} = (\nabla \cdot \vec{v}) V$, quindi si può ricavare la perdita energetica causata dall'espansione adiabatica come

$$\left(-\frac{dE}{dt} \right)_{Adiab} = \frac{2}{3} (\nabla \cdot \vec{v}) E \propto E \quad . \quad (1.47)$$

1.8 Fisica del plasma

Vi sono dettagli più complessi legati alla fisica del plasma che introducono una serie di ulteriori complicazioni nella trattazione precedente, che qui vengono solamente menzionate (Matthews, Bell e Blundell 2020).

Nell'accelerazione per DSA le particelle compiono moti non lineari. Una delle cause riguarda l'instabilità del plasma, in seguito all'eccitazione dovuta all'interazione con i raggi cosmici, che genera le turbolenze necessarie per l'accelerazione delle particelle.

Inoltre, il fenomeno dell'iniezione delle particelle, ovvero la prima fase del processo di accelerazione, spesso coinvolge delle instabilità piccole che, a causa di uno shock, spesso raggiungono dimensioni molto maggiori.

Infine, il coefficiente di diffusione dei raggi cosmici ha una notevole dipendenza dalla fisica del plasma, siccome influenza notevolmente la turbolenza del campo magnetico nelle regioni di accelerazione. In particolare si può tenere conto anche delle turbolenze generate dalle particelle stesse che si stanno accelerando, che andranno a contribuire alla turbolenza complessiva. Tale fenomeno comporta un limite sull'energia massima raggiungibile dalle particelle.

1.9 Considerazioni

Non tutti gli oggetti astrofisici sono in grado di accelerare un raggio cosmico a qualsiasi energia, anzi più le particelle sono energetiche, meno sorgenti possono esserne l'origine. Nei paragrafi precedenti sono stati illustrati tutti i processi da tenere in considerazione per andare a identificare l'energia massima che può raggiungere una particella.

Nella Fig. 1.9, tratta da Matthews, Bell e Blundell 2020 viene riassunto il procedimento generale per ricavare quale è l'energia massima a cui possono essere accelerati i raggi cosmici da una sorgente. Lo schema parte dalle limitazioni energetiche di carattere più generale, per poi andare ad aggiungere condizioni sempre più specifiche e restrittive come i tempi scala dei vari processi che subiscono. È importante tenere conto che i tempi scala di decadimento τ_{pp} e $\tau_{p\gamma}$ interessano solamente i protoni, mentre i tempi scala di raffreddamento radiativo τ_{IC} , τ_{sinc} e τ_{bremss} sono da considerare principalmente per particelle più leggere, come gli elettroni.

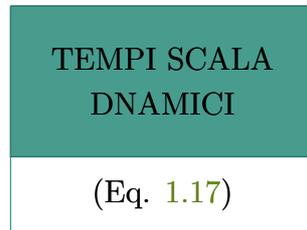
Tale schema risulta utile per cercare quali possono essere sorgenti degli UHECRs, infatti nei capitoli successivi verrà applicato su tre candidati: i filamenti cosmici, i ponti intracluster e i getti di radiogalassie giganti. Il potenziale ruolo di questi oggetti astrofisici nell'accelerazione degli UHECRs viene esplorato per la prima volta qui in questa tesi, in quanto si tratta di oggetti osservati per la prima volta negli ultimissimi anni (e.g. nel 2019 per quanto riguarda gli intracluster bridge, nel 2021 per quanto riguarda i filamenti, e nel 2022 per quanto riguarda la radiogalassia gigante). Grazie a queste recenti osservazioni

è stato possibile per la prima volta derivare dei parametri fisici ragionevoli per queste strutture cosmiche, la cui grandezza e livello di magnetizzazione rendono il loro ruolo di acceleratori di particelle non trascurabile.

CONSIDERAZIONI ENERGETICHE



DINAMICA



PERDITE



FISICA DEL PLASMA

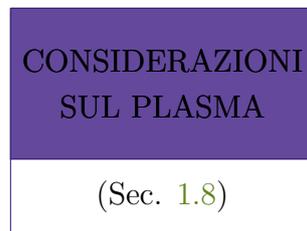


Figura 1.9: Schema riassuntivo per trovare l'energia massima di un raggio cosmico, adattato da Matthews, Bell e Blundell 2020

Capitolo 2

Filamenti cosmici

Nell'Universo sono presenti una grande moltitudine di galassie, che a loro volta possono riunirsi formando le più grandi strutture legate gravitazionalmente: i gruppi e gli ammassi di galassie. La peculiarità di tale conformazione è che, a parte alcune eccezioni, non sono sistemi isolati, ma sono disposti in modo da costituire una rete di materia nell'Universo detto cosmic web. A collegare i vari ammassi vi sono filamenti diffusi di materia: i filamenti cosmici. Non si è a conoscenza di molte informazioni a riguardo, ma sono stati fatti studi che ne stimano la composizione e la fisica che li caratterizza. In particolare si deduce che sono costituiti da gas tiepido-caldo detto warm hot intergalactic medium, a una temperatura $T \approx 10^5 - 10^7 \text{K}$, permeato da un campo magnetico.

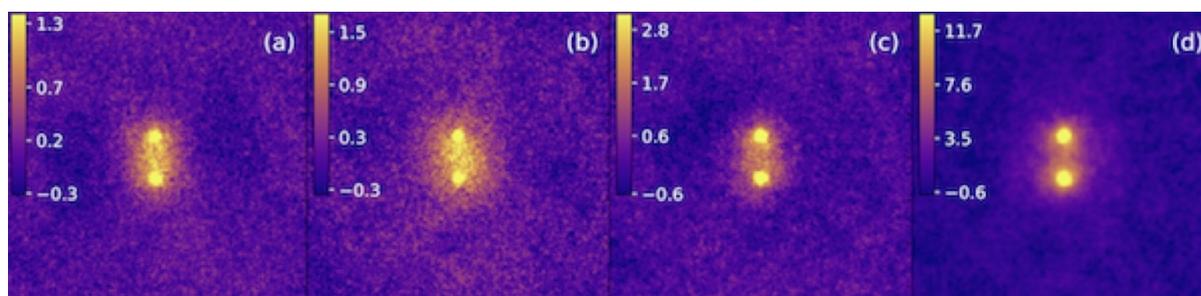


Figura 2.1: In questa immagine sono riportate le quattro radio-mappe a diverse frequenze utilizzate nell'analisi dei filamenti cosmici in Vernstrom et al. 2021. Da sinistra verso destra si osserva la mappa a 154 MHz, a 118 MHz, a 88 MHz e a 73 MHz. La banda di colore rappresenta la temperatura di brillantezza radio in [K].

I filamenti cosmici sono considerati come possibili sorgenti di raggi cosmici dato che possono originare forti shock in seguito all'accrescimento della loro massa. La materia che vi cade dentro acquista energia e spesso si ionizza. Viene così generato un campo magnetico che può causare un'ulteriore accelerazione delle particelle fino a raggiungere

energie relativistiche. Non è però stato possibile osservare nel dettaglio questo fenomeno, in particolare non si è a conoscenza dell'intensità effettiva del campo magnetico all'interno dei filamenti cosmici o di quanto esso sia turbolento. Si possono però fare delle stime a riguardo. In particolare si suppone che l'accelerazione delle particelle avvenga tramite Fermi I, in seguito agli shock, e che quindi avvenga un processo diffusivo simile a quello descritto da Bohm.

Per verificare se filamenti cosmici possono essere delle sorgenti di UHECRs bisogna, prima di tutto, verificare che le condizioni energetiche in Fig. 1.9 siano rispettate. I valori delle grandezze relative sono stati tratti da Vernstrom et al. 2021, che ha riportato per la prima volta la rilevazione statistica di un grande campione di filamenti extragalattici, utilizzando la banda radio. In particolare si considera

- per la loro dimensione caratteristica

$$5 \text{ Mpc} \leq R \leq 20 \text{ Mpc}$$

- per il campo magnetico medio presente al loro interno

$$10 \text{ nG} \leq \langle B \rangle \leq 40 \text{ nG}$$

- per la velocità media del gas che li costituisce

$$\langle u \rangle \approx 500 \text{ km/s}$$

- per la stima della potenza cinetica dissipata

$$P \approx 1 \cdot 10^{43} \text{ erg/s}$$

2.1 Analisi dati

Per verificare se gli oggetti analizzati in questo testo possano essere o meno sorgenti di raggi cosmici è stato scritto il programma riportato nell'appendice A. Nel caso in cui l'energia di una particella non soddisfi le condizioni imposte in Fig. 1.9, la si abbassa al valore massimo per cui vengono rispettate e si continua l'analisi con la condizione successiva. Si osserva infine quale è l'energia massima che può essere raggiunta dalla particella alla fine dei passaggi.

2.1.1 Energia

I primi tre passaggi tengono in considerazione delle condizioni energetiche della sorgente. Vengono presi inizialmente dei *UHECRs* con energia $E = 10^{21}$ eV sia costituiti

da protoni, che da nuclei di ferro. Considerando queste due tipologie di particelle, si trattano i casi limite dei raggi cosmici composti da nuclei atomici e risulta possibile guardare l'andamento per i casi con numero atomico $1 \leq N \leq 26$. La trattazione di particelle più leggere o di natura più esotica è stata tralasciata. Anche per la sorgente sono stati presi in considerazione i valori limite delle grandezze relative alla dimensione caratteristica e al campo magnetico medio presente nei filamenti cosmici. In particolare si considera il caso in cui $R \approx 5$ Mpc con $\langle B \rangle \approx 10$ nG, ovvero quando la dimensione caratteristica e il campo magnetico medio hanno il valore più piccolo, e $R \approx 20$ Mpc con $\langle B \rangle \approx 40$ nG, ossia quando hanno il valore più grande.

Eseguendo i conti si osserva che:

1. **Condizione di confinamento:** si deve verificare che il moto dei raggi cosmici abbia un raggio di curvatura sufficientemente piccolo da mantenere la particella all'interno della regione d'accelerazione. I risultati ottenuti invertendo Eq. 1.15 sono

	R_{min} e $\langle B \rangle_{min}$	R_{max} e $\langle B \rangle_{max}$
Protoni	$4.6 \cdot 10^{19}$ eV	$7.4 \cdot 10^{20}$ eV
Nuclei di ferro	10^{21} eV	10^{21} eV

e rappresentati in Fig. 2.2.

Si nota che nel caso in cui la particella sia un nucleo di ferro il raggio cosmico rimane confinato all'interno del filamento cosmico sia nel caso in cui R e $\langle B \rangle$ abbiano i valori minimi, che nel caso in cui abbiano i valori massimi, quindi viene mantenuta l'energia $E^{Fe} = 10^{21}$ eV. Se invece la particella è un protone fugge a prescindere dal caso. Tale differenza è dovuta dalla dipendenza del raggio di Larmor dalla carica elettrica (Eq.1.15): essendo il nucleo di ferro molto più carico del protone, interagisce maggiormente con il campo magnetico presente nella regione, restringendo il raggio di curvatura del moto della particella.

2. **Confinamento di Hillas:** tramite il criterio di confinamento di Hillas si deve verificare che i filamenti cosmici presi in considerazione abbiano una dimensione e un campo magnetico medio al loro interno tale da effettivamente accelerare le particelle alle energie del punto precedente. I risultati ottenuti tramite Eq. 1.28 sono

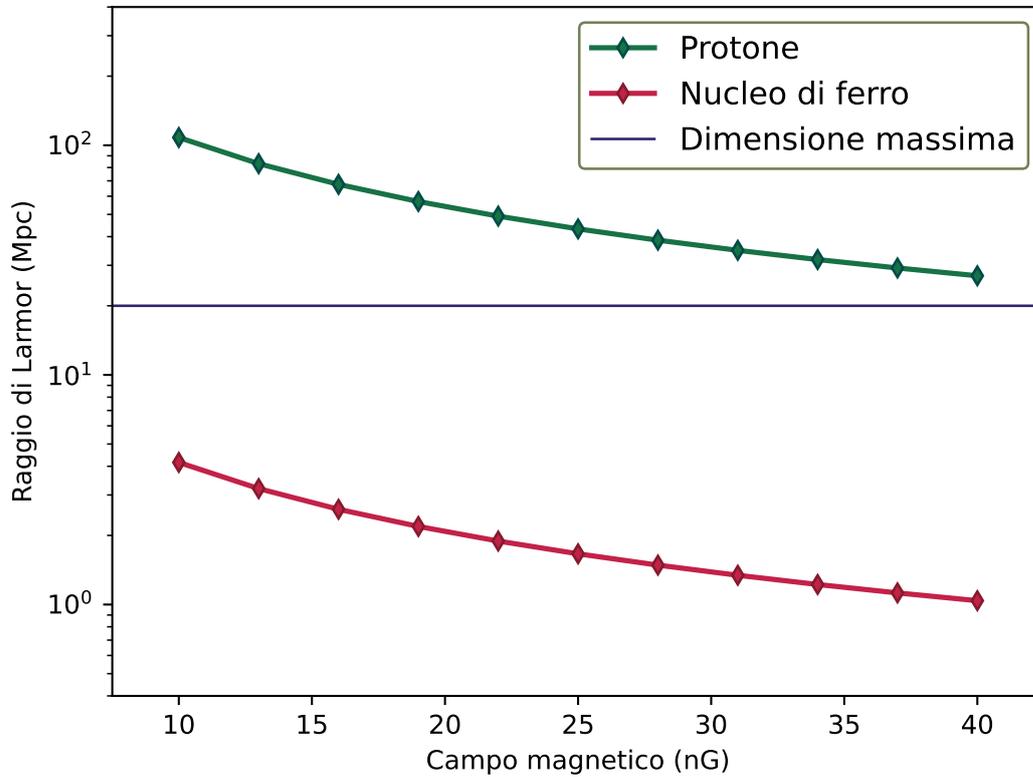


Figura 2.2: In questo grafico si osserva come varia il raggio di Larmor in funzione del campo magnetico nell'intervallo presente nei filamenti cosmici, per $E = 10^{21}$ eV. La curva verde rappresenta un protone, mentre la curva rossa un nucleo di ferro. La linea blu rappresenta la dimensione massima dei filamenti cosmici (20 Mpc). Si osserva che siccome la curva verde è sopra quella blu, il raggio di girazione dei protoni è maggiore della dimensione massima dell'acceleratore, per cui la particella non può incrementare la sua energia.

	R_{min} e $\langle B \rangle_{min}$	R_{max} e $\langle B \rangle_{max}$
Protoni	$8.3 \cdot 10^{16}$ eV	$1.3 \cdot 10^{18}$ eV
Nuclei di ferro	$2.2 \cdot 10^{18}$ eV	$3.5 \cdot 10^{19}$ eV

e rappresentati in Fig. 2.3.

Si osserva che nel caso in cui i raggi cosmici siano costituiti da protoni e i filamenti cosmici abbiano dimensione e campo magnetico medio minimo, non è possibile il raggiungimento dell'energia tale da classificare tali particelle come *UHECRs*. Negli altri casi viene superata l'energia limite 10^{18} eV, ma vi è comunque un abbassamento dell'energia massima raggiungibile rispetto al caso precedente.

3. **Limitazione per la potenza:** bisogna verificare che la sorgente possa effettivamente produrre una quantità di energia magnetica tale da permettere il raggiungimento delle energie del punto 2. Tale potenza viene ricavata dalla potenza cinetica a cui viene applicata un'efficienza di conversione $\eta = 1\%$ da Eq.1.31.

Mediante Eq. 1.30 si ottengono i seguenti risultati

	R_{min} e $\langle B \rangle_{min}$	R_{max} e $\langle B \rangle_{max}$
Protoni	$4.1 \cdot 10^{16}$ eV	$4.1 \cdot 10^{16}$ eV
Nuclei di ferro	$1.1 \cdot 10^{18}$ eV	$1.1 \cdot 10^{18}$ eV

Si osserva che i valori relativi ai due casi di raggi cosmici costituiti da protoni sono uguali, così come per i protoni. Ciò è dovuto al fatto che la sorgente non emette abbastanza energia da accelerare le particelle alle energie del punto precedente. L'energia massima raggiungibile dalle particelle è quindi determinata solamente dalla loro carica e dalle caratteristiche della sorgente (Eq. 1.30). Si osserva inoltre che non è possibile accelerare dei raggi cosmici protonici alle energie dei *UHECRs*, mentre i nuclei di ferro riescono ad acquisirne abbastanza da superare l'energia limite 10^{18} eV, sebbene di poco.

2.1.2 Considerazioni

Riassumendo, è possibile affermare che i filamenti cosmici non possono essere considerati sorgenti di *UHECRs* protonici, dato che riescono ad accelerare le particelle ad un'energia maggiore di 10^{18} eV. Nonostante che i raggi cosmici costituiti da nuclei di ferro superano, seppure di poco, i 10^{18} eV, non possono dare origine a *UHECRs* se compiono lunghe distanze: i nuclei di ferro ionizzati sono delle particelle talmente instabili che innescherebbero i processi di decadimento, tra cui quelli esposti in Sec. 1.7.2 in seguito a poche collisioni con la radiazione cosmica di fondo, riducendo così rapidamente l'energia delle particelle.

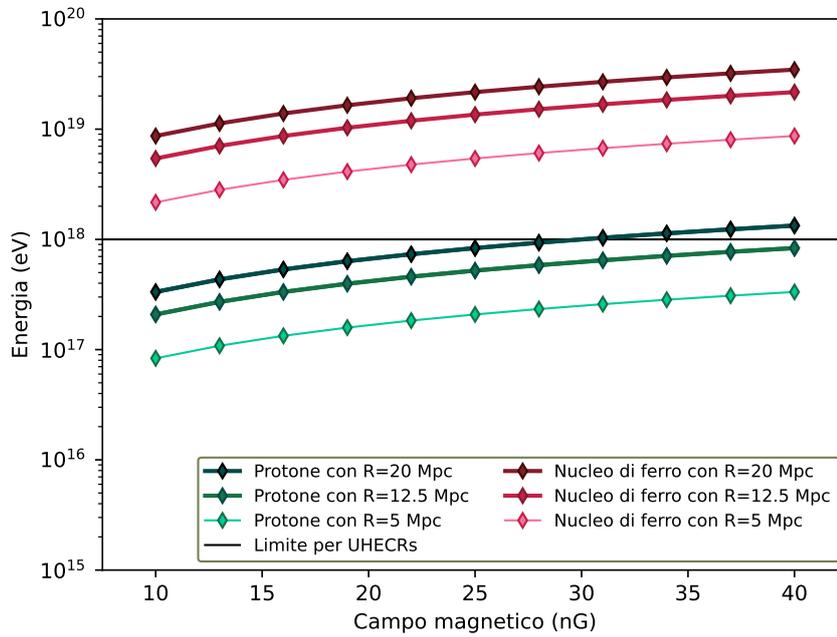
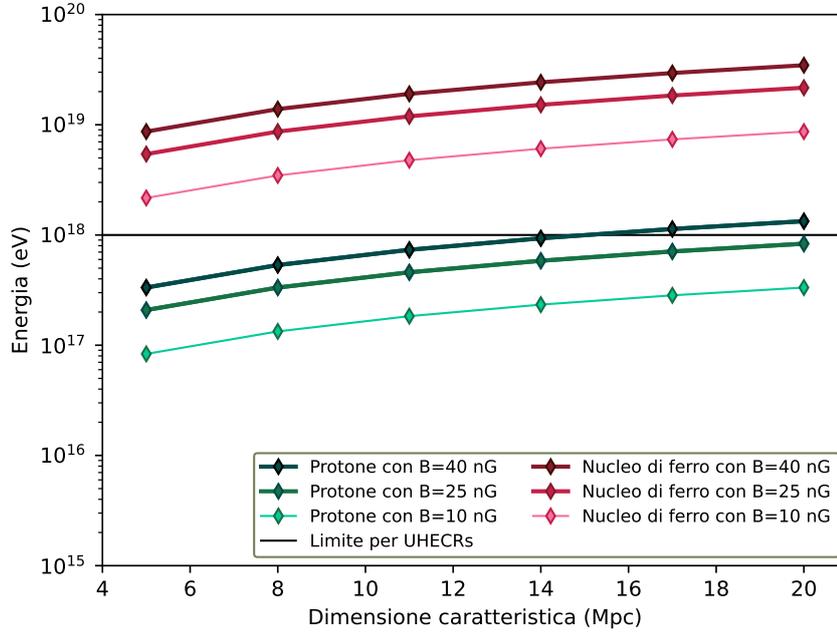


Figura 2.3: In questo grafico si osserva come varia l'energia limite di Hillas in funzione della dimensione caratteristica nel range dei filamenti cosmici fissando tre valori del campo magnetico (sopra) e viceversa (sotto).

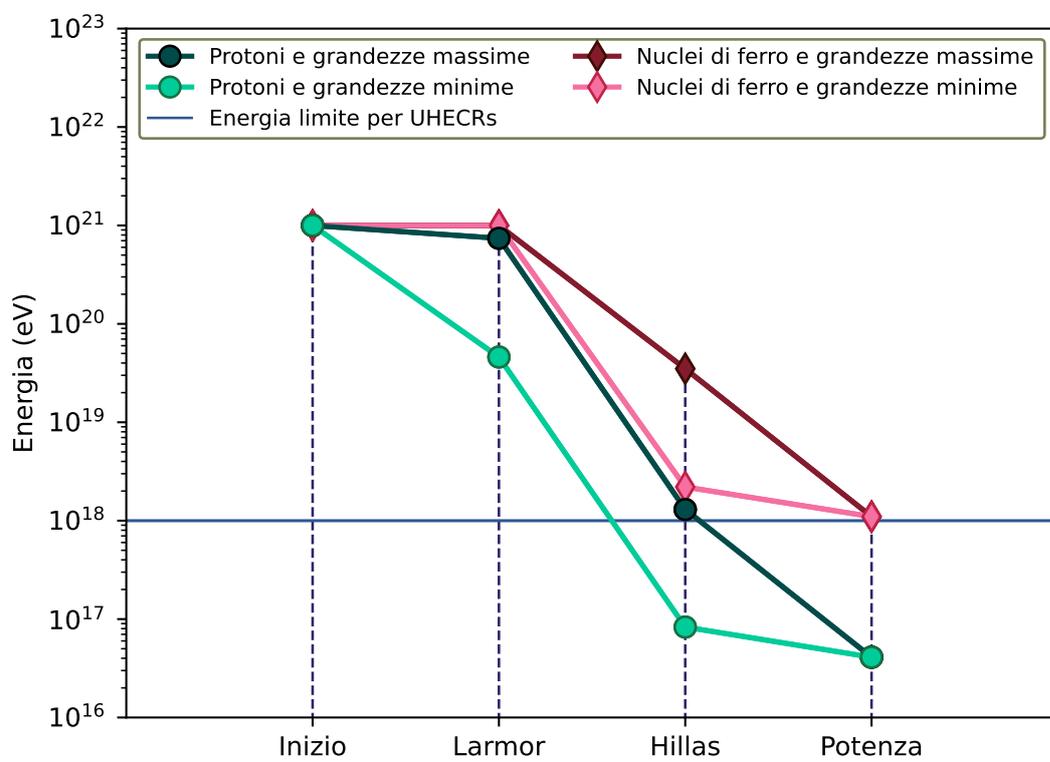


Figura 2.4: Schema riassuntivo dell'energia dei raggi cosmici durante i tre step affrontati in Sec. 2.1.1.

Capitolo 3

Ponti intracluster galattici

Come già menzionato i filamenti cosmici collegano tra loro i cluster di galassie presenti nell'Universo. Tali ammassi si formano all'intersezione dei filamenti e crescono la loro massa tramite processi di merging, che convertono la maggior parte dell'energia cinetica in energia termica. L'energia residua si manifesta sotto forma di turbolenze nel moto del gas ivi presente e in campo magnetico. Quando due cluster di galassie si fondono il filamento cosmico che le collega prende il nome di ponte intracluster. In tale regione il fenomeno di accelerazione più probabile è di tipologia Fermi II dovuta alle turbolenze di campo magnetico e la riconnessione magnetica.

Per l'analisi dei ponti intracluster sono stati presi i dati dal merging tra i cluster *Abell 0399* e *Abell 0401* Govoni et al. 2019, scoperto per la prima volta nel 2019, utilizzando osservazioni radio a bassa frequenza, con il telescopio europeo LOFAR. In particolare è stato stimato che

- fosse presente gas caldo ad una temperatura $T \approx 10^6 - 10^7$ K
- la dimensione caratteristica, ovvero la distanza media tra i due cluster è

$$3 \text{ Mpc} \leq R \leq 5 \text{ Mpc}$$

- il campo magnetico medio presente all'interno è

$$0.1 \mu\text{G} \leq \langle B \rangle \leq 0.5 \mu\text{G}$$

- la velocità media del gas al loro interno è

$$\langle u \rangle \approx 1000 \text{ km/s}$$

- la stima della potenza cinetica dissipata è

$$P \approx 1 \cdot 10^{45} \text{ erg/s}$$

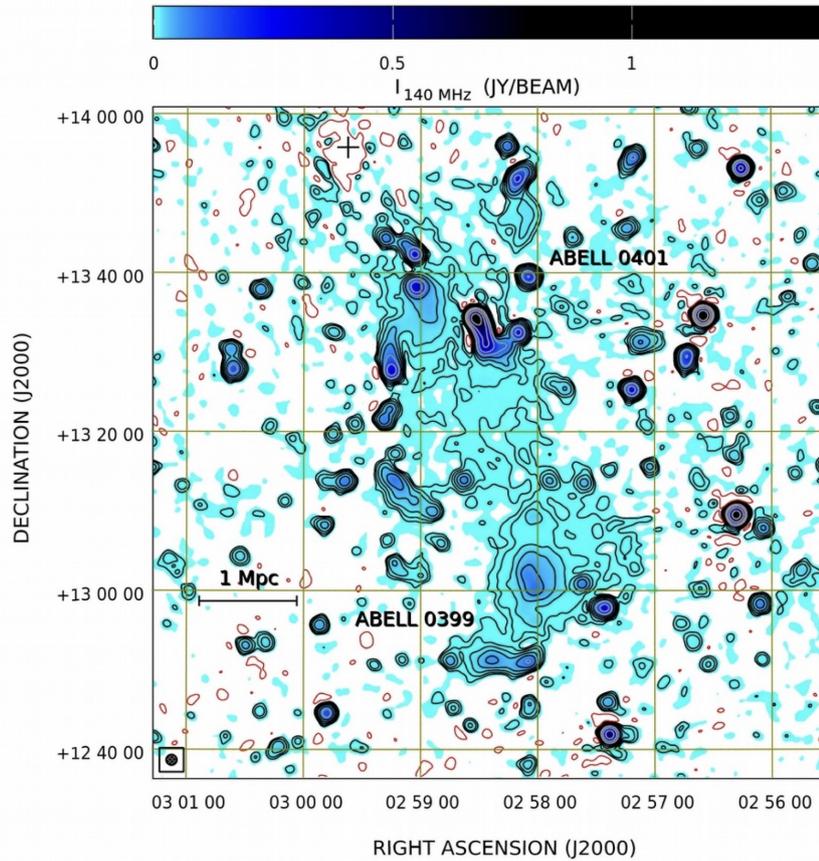


Figura 3.1: Tale immagine, tratta da Govoni et al. 2019, è stata presa da LOFAR e rappresenta il sistema formato dai cluster Abell 0399 e Abell 0401. In particolare i colori e i contorni mostrano l'emissione radio a 140 MHz.

3.1 Analisi dati

L'obiettivo è sempre quello di valutare se i ponti intracluster possano essere o meno delle sorgenti per i UHECRs e per verificare ciò si sfrutta sempre il programma riportato nell'appendice A. Come nel caso precedente se l'energia di una particella non soddisfa le condizioni imposte in Fig. 1.9, la si abbassa al valore massimo per cui vengono rispettate e si continua l'analisi con tale energia. Si osserva infine quale è l'energia massima che può essere raggiunta dalla particella alla fine dei passaggi.

3.1.1 Energia

Nei primi tre passi vengono valutate le condizioni energetiche della sorgente. Vengono presi dei *UHECRs* con energia iniziale $E = 10^{21} \text{ eV}$ costituiti da protoni e da nuclei di ferro. Queste due tipologie di particelle costituiscono i casi limite per i raggi cosmici composti da nuclei atomici e, osservando il loro comportamento, risulta possibile stimare l'andamento per le particelle con numero atomico $1 \leq N \leq 26$. Anche in questo caso la trattazione di particelle più leggere o di natura più esotica è stata tralasciata. Dato il range per le grandezze caratteristiche del ponte intergalattico preso in considerazione, sono stati considerati i casi limite dello spessore della sorgente e del campo magnetico medio presente, in particolare si considerano i casi $R \approx 3 \text{ Mpc}$ con $\langle B \rangle \approx 0.1 \mu\text{G}$ e $R \approx 5 \text{ Mpc}$ con $\langle B \rangle \approx 0.5 \mu\text{G}$.

Eseguendo i conti si osserva che:

1. **Condizione di confinamento:** si deve verificare che il moto dei raggi cosmici abbia un raggio di curvatura sufficientemente piccolo da mantenere la particella all'interno della regione d'accelerazione. I risultati ottenuti invertendo Eq. 1.15 sono

	R_{min} e $\langle B \rangle_{min}$	R_{max} e $\langle B \rangle_{max}$
Protoni	$2.8 \cdot 10^{19} \text{ eV}$	10^{21} eV
Nuclei di ferro	10^{21} eV	10^{21} eV

e rappresentati in Fig. 3.2.

Si osserva che i raggi cosmici rimangono confinati all'interno della regione di accelerazione tranne nel caso in cui le particelle prese in considerazione siano dei protoni e si considerano il caso minimo di dimensioni e campo magnetico medio della sorgente. A giocare un ruolo cruciale in questo caso è il campo magnetico stesso dato che è di due ordini di grandezza superiore rispetto al caso dei filamenti cosmici. L'energia limite per permettere ai protoni di rimanere all'interno del ponte intracluster nel caso in cui si considerano R_{min} e $\langle B \rangle$ è stata abbassata a $2.8 \cdot 10^{19} \text{ eV}$, valore per cui possiamo considerare le particelle ancora come *UHECRs*.

2. **Confinamento di Hillas:** tramite il criterio di confinamento di Hillas si deve verificare che i filamenti cosmici presi in considerazione abbiano una dimensione

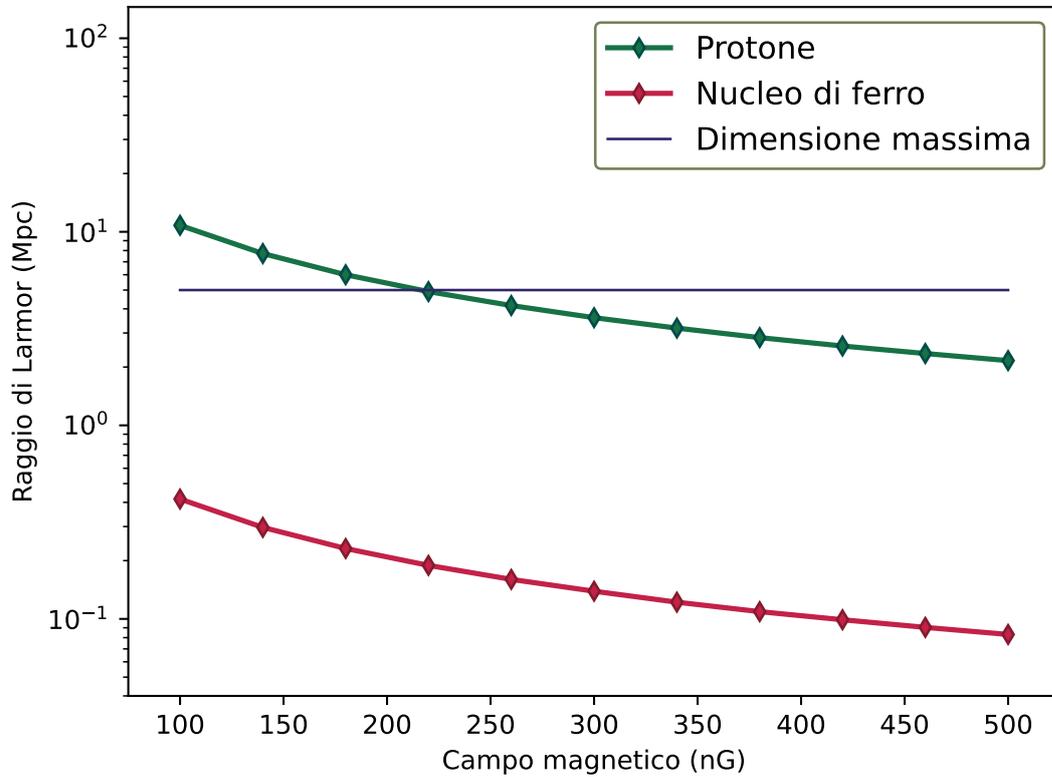


Figura 3.2: In questo grafico si osserva come varia il raggio di Larmor in funzione del campo magnetico nell'intervallo presente nel ponte intracluster considerato, per $E = 10^{21}$ eV. La curva verde rappresenta un protone, mentre la curva rossa un nucleo di ferro. La linea blu rappresenta la dimensione massima dei ponti intracluster (5 Mpc).

e un campo magnetico medio al loro interno tale da effettivamente accelerare le particelle alle energie del punto precedente. I risultati ottenuti tramite Eq. 1.28 sono

	R_{min} e $\langle B \rangle_{min}$	R_{max} e $\langle B \rangle_{max}$
Protoni	$1.0 \cdot 10^{18}$ eV	$8.3 \cdot 10^{18}$ eV
Nuclei di ferro	$2.6 \cdot 10^{19}$ eV	$2.2 \cdot 10^{20}$ eV

e rappresentati in Fig. 3.3.

Anche in questo caso si osserva che in nessun caso i filamenti cosmici possono essere una sorgente di raggi cosmici con energia $E = 10^{21}$ eV, ma vi sono restrizioni meno stringenti del caso dei filamenti cosmici. Le energie massime che possono raggiungere le particelle rimangono all'interno dei valori consentiti per classificarle come UHECRs.

3. **Limitazione per la potenza:** bisogna infine verificare che la sorgente dissipa una quantità di energia magnetica tale da accelerare le particelle fino al raggiungimento delle energie del punto 2. Come nel caso precedente si considera la potenza cinetica emessa e la si converte in potenza magnetica con un parametro di efficienza (Eq.1.31). Per i ponti intracluster si stima $\eta = 5\%$. L'equazione a cui si fa riferimento in questa verifica è Eq. 1.30. Essa, non dipende da R e $\langle B \rangle$, si ha, dunque, che la potenza emessa dalla sorgente dipende solamente dall'energia dei raggi cosmici. I risultati che si ottengono sono

	R_{min} e $\langle B \rangle_{min}$	R_{max} e $\langle B \rangle_{max}$
Protoni	$1.0 \cdot 10^{18}$ eV	$1.3 \cdot 10^{18}$ eV
Nuclei di ferro	$2.6 \cdot 10^{19}$ eV	$3.5 \cdot 10^{19}$ eV

Confrontando tali valori con quelli ottenuti nel punto precedente si osserva che la condizione sulla potenza limita le energie dei raggi cosmici solo nel caso in cui si considera un ponte intracluster con dimensione caratteristica $R \approx 5$ Mpc e $\langle B \rangle \approx 0.5 \mu$ G. Tale valore energetico è comunque maggiore di 10^{18} eV.

3.1.2 Considerazioni

Alla fine delle considerazioni energetiche si può affermare che i ponti intracluster possono essere acceleratori cosmici per *UHECRs* (Fig. 3.4). Bisogna poi andare a verificare i passaggi successivi esposti in Fig. 1.9.

Bisogna verificare che il tempo caratteristico di accelerazione sia minore del tempo caratteristico di permanenza all'interno dell'acceleratore, ma per trattare questa analisi bisognerebbe conoscere in modo accurato come avviene effettivamente il processo diffusivo delle particelle all'interno dei ponti intracluster. Tali informazioni sono ancora sconosciute, si possono solamente fare stime a riguardo e i conti necessari diventano

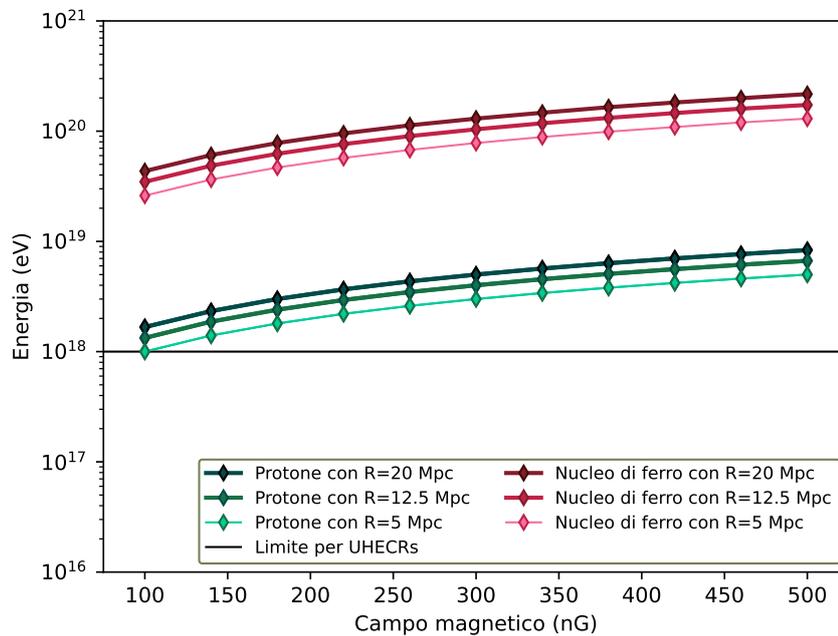
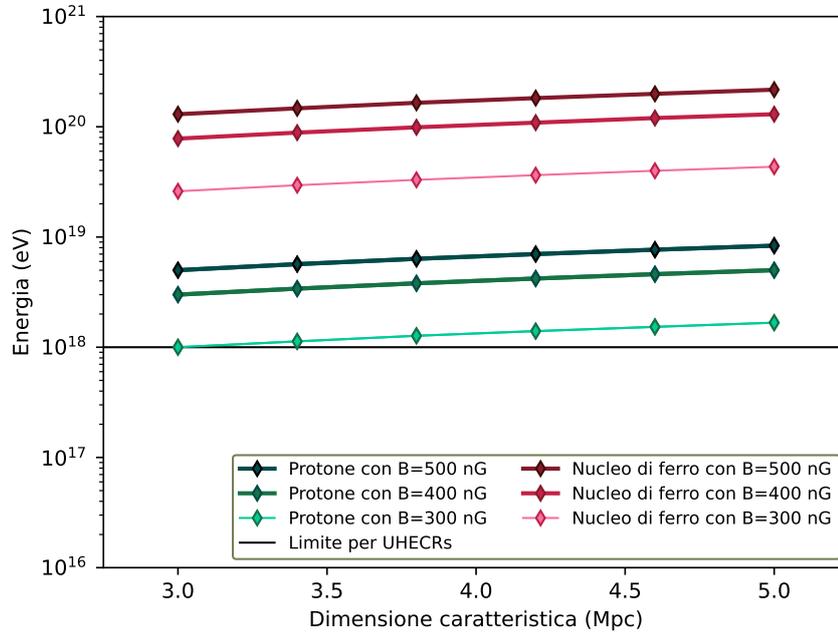


Figura 3.3: In questo grafico si osserva come varia l'energia limite di Hillas in funzione della dimensione caratteristica nel range del ponte intracluster considerato fissando tre valori del campo magnetico (sopra) e vice versa (sotto).

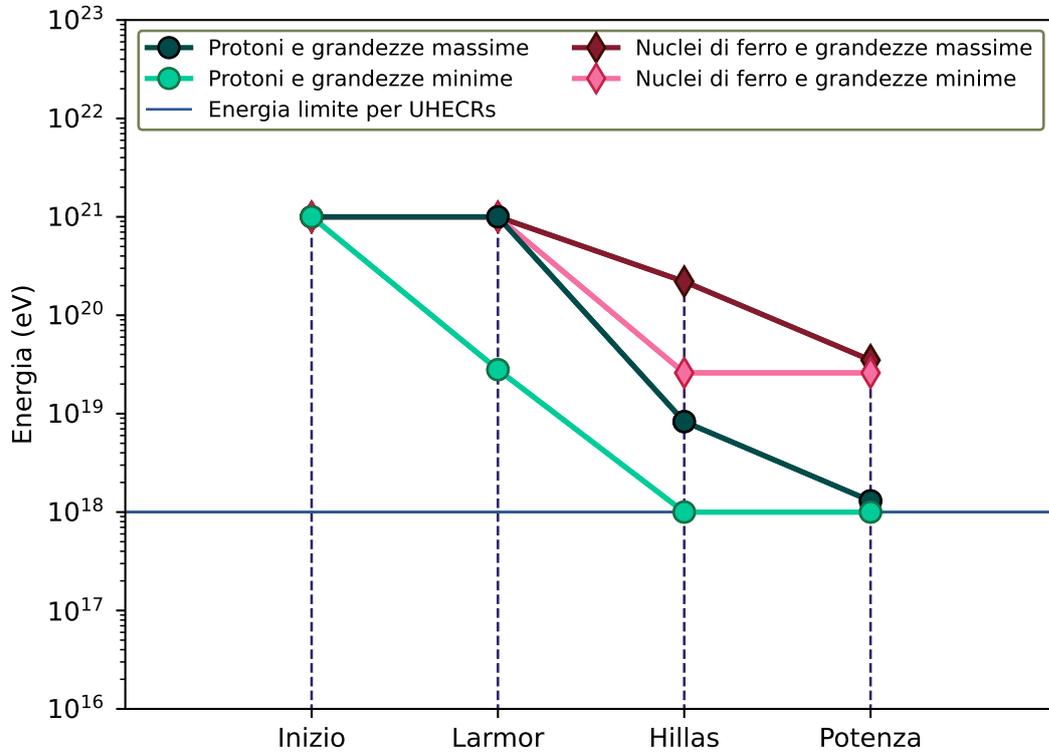


Figura 3.4: Schema riassuntivo dell'energia dei raggi cosmici durante i tre step affrontati in Sec. 3.1.1.

molto complessi. In questa trattazione viene fatta solamente un'analisi approssimativa considerando solamente l'analisi dal punto di vista energetico di produzione.

In secondo luogo, avendo considerato come particelle dei nuclei atomici, bisogna considerare che possano essere innescati dei processi di decadimento. Dato che *Abell 0399* e *Abell 0401* distano circa 3 Gpc dalla Terra, è assai improbabile osservare dei *UHECRs* ivi provenienti .

Capitolo 4

Radiogalassie giganti

Le galassie presentano al loro interno una regione con un'alta concentrazione di stelle, detto bulge o bulbo galattico. Solitamente il bulge è situato al centro delle galassie ed è costituito prevalentemente da stelle di popolazione II. Nella maggior parte dei casi, all'interno di tale regione si trova un buco nero super massivo che cresce assimilando gas, polvere e stelle che gli ruotano intorno (AGN), costituendo così uno degli oggetti più misteriosi e difficili da studiare dell'Universo.

Si osserva che nella maggior parte dei casi gli AGN emettono una frazione del loro disco di accrescimento sotto forma di due getti collimati e magnetizzati lungo il loro asse di rotazione. Tali getti possono raggiungere una lunghezza confrontabile con la galassia ospite e terminano in hotspot o si disperdono man mano che si allontanano dal buco nero, arricchendo il mezzo intergalattico di materia e energia. All'interno di queste regioni il campo magnetico è turbolento e il gas presente si muove ad altissime velocità. È possibile dunque considerare i lobi di un AGN come sorgenti di UHECRs. I meccanismi di accelerazione coinvolti dipendono dalla posizione del getto che viene considerata (Fig. 4.1), in particolare in prossimità della galassia ospite si ha la riconnessione magnetica, mentre allontanandosi si considera l'accelerazione per DSA e l'accelerazione per Fermi II.

Successivamente, nell'analisi dei lobi galattici, è stata considerata la radiogalassia *Alcioneo*, ossia la più vasta tra quelle sinora conosciute che è stata scoperta nel 2022 utilizzando il telescopio radio a bassa frequenza LOFAR. La coppia di pennacchi di plasma che genera l'AGN al suo interno sono la più grande struttura mai creata da una galassia. In Oei et al. 2022 viene riportato che i lobi di *Alcioneo*:

- hanno una dimensione caratteristica $R \approx 5$ Mpc,
- presentano al loro interno un campo magnetico medio $\langle B \rangle \approx 0.5 \mu\text{G}$,
- sono costituiti da un gas caldo che si muove alla velocità media $\langle u \rangle \approx 1000$ km/s,

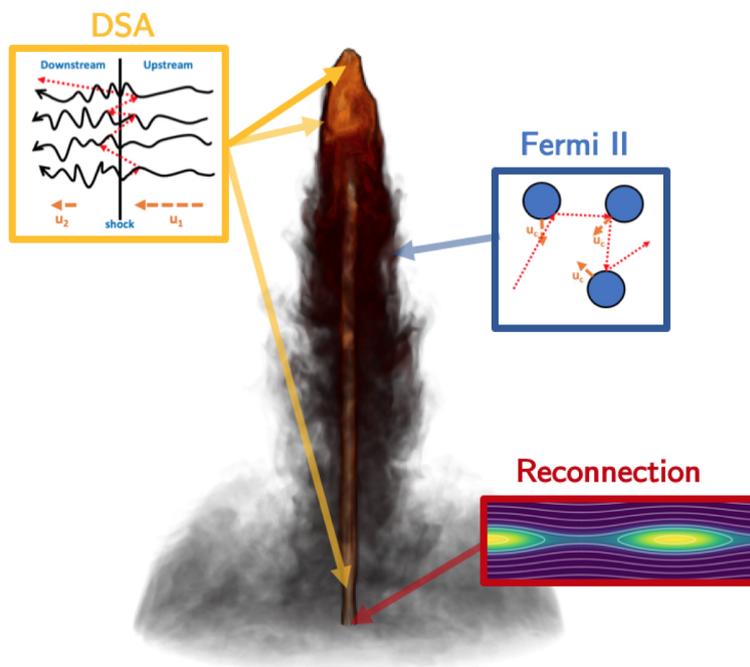


Figura 4.1: Nell'immagine è raffigurato un lobo emesso da una radiogalassia gigante. Nelle varie posizioni è possibile osservare quale meccanismo di accelerazione si stimi avvenga. Nella parte iniziale si pensa che il campo magnetico sia fortemente turbolento, quindi che avvenga la riconnessione magnetica. Nella parte centrale si stima un'accelerazione di tipo Fermi II, data l'assenza di un fronte d'urto tale da rendere la geometria del fenomeno importante per l'accelerazione delle particelle. Nella parte successiva a quella in cui avviene la riconnessione magnetica e in quella terminale del lobo la geometria del sistema diventa importante. Si pensa che si generino dei fronti d'urto tali da innescare un'accelerazione secondo la DSA. Tale immagine è tratta da Matthews, Bell e Blundell 2020.

- emettono una potenza cinetica $P \approx 2 \cdot 10^{43}$ erg/s.

4.1 Analisi dati

Per approvare se i lobi della radiogalassia *Alcioneo* possano essere o meno sorgenti di UHECRs si sfrutta sempre il programma riportato in appendice A. Come per i due candidati precedenti, nel caso in cui l'energia di una particella non soddisfi le condizioni imposte, la si abbassa al valore massimo per cui vengono rispettate e si continua l'analisi

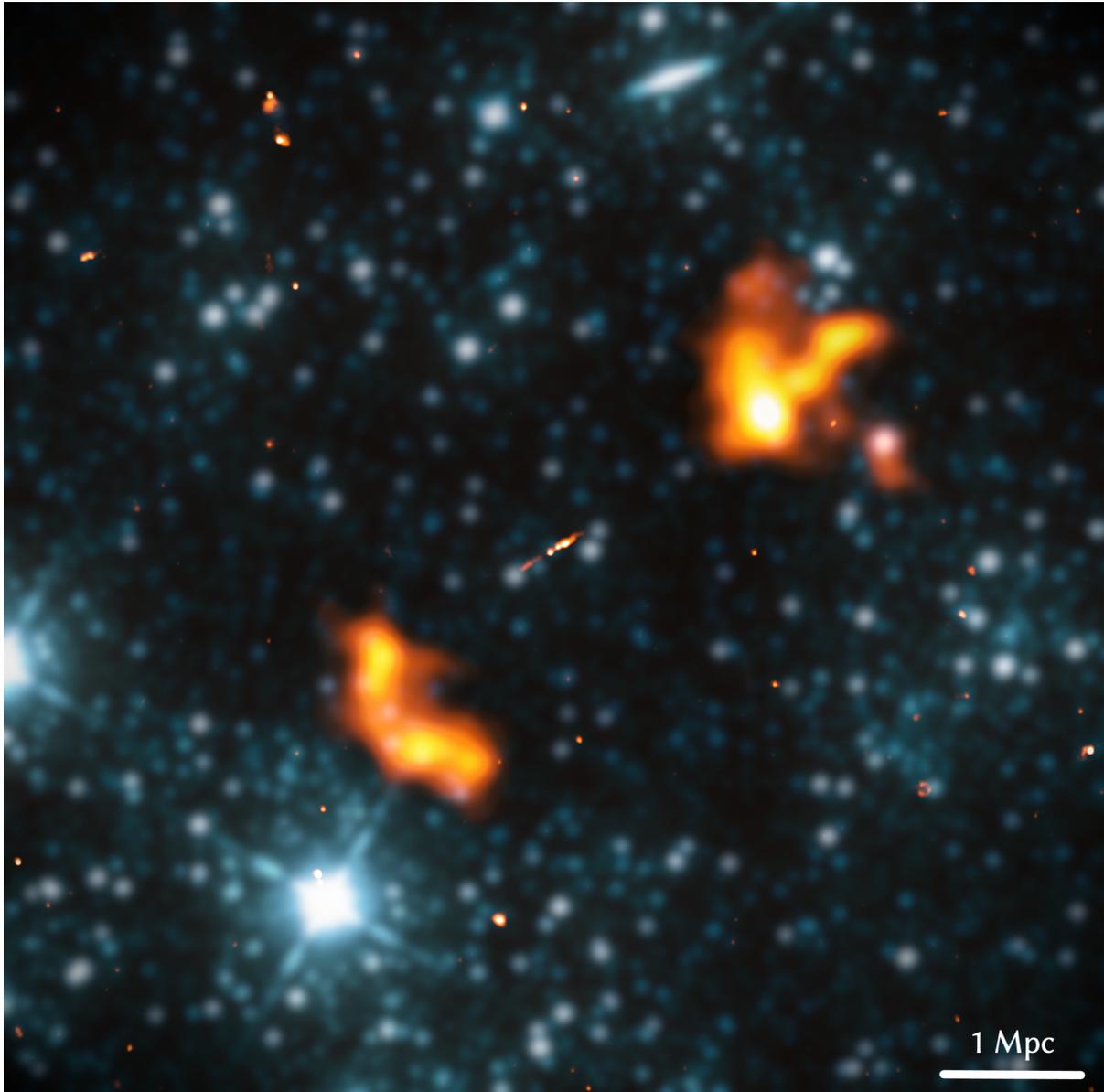


Figura 4.2: Immagine in banda radio-infrarosso (colori blu) e radio a 140 MHz (arancione) della radiogalassia Alcioneo, tratta da Oei et al. 2022.

con tale energia. Si osserva infine quale è l'energia massima che i raggi cosmici possono raggiungere all'interno dei lobi.

Come nei due casi precedenti, vengono prima valutate le condizioni energetiche della sorgente prendendo dei *UHECRs* con energia iniziale $E = 10^{21}$ eV costituiti da protoni e da nuclei di ferro. Vengono scelte queste due tipologie di particelle per le motivazioni

spiegate precedentemente. Eseguendo i conti si osserva che:

1. **Condizione di confinamento:** i risultati che si ottengono tramite Eq. 1.15 sono

	Energia
Protoni	10^{21} eV
Nuclei di ferro	10^{21} eV

In entrambi i casi considerati i raggi cosmici rimangono all'interno della regione di accelerazione.

2. **Confinamento di Hillas:** riguardo alla dimensione e al campo magnetico medio presente all'interno dei lobi si ricava da Eq. 1.28 che

	Energia
Protoni	$8.3 \cdot 10^{18}$ eV
Nuclei di ferro	$2.2 \cdot 10^{20}$ eV

I risultati ottenuti riducono l'energia massima raggiungibile da entrambe le particelle, ma è comunque abbastanza alta da considerarle dei *UHECRs*.

3. **Limitazione per la potenza:** per verificare che la sorgente emetta una quantità di energia magnetica tale da accelerare le particelle fino alle energie del punto 2 si fa riferimento a Eq. 1.30. Anche in questo caso si deve convertire la potenza cinetica emessa in potenza magnetica e per i lobi di *Alcioneo* si stima $\eta = 10\%$. I risultati che si ottengono sono

	Energia
Protoni	$2.6 \cdot 10^{17} \text{eV}$
Nuclei di ferro	$6.7 \cdot 10^{18} \text{eV}$

I valori ottenuti sono molto vicini alla soglia limite per considerare tali raggi cosmici come *UHECRs*.

4.1.1 Considerazioni

Già alla fine delle considerazione energetiche si deduce che i lobi di *Alcioneo* non possono essere sorgenti di *UHECRs* data la bassa energia che possono raggiungere al loro interno. Come detto prima, i lobi sono regioni in cui la fisica risulta essere molto complessa e la grande energia ivi racchiusa rende impossibile, con le informazioni adesso conosciute, stimare con precisione come avvenga effettivamente il processo di accelerazione.

I raggi cosmici che riescono a raggiungere energie maggiori di 10^{18} eV sono particelle molto pesanti e, dunque, con una vita media molto corta considerando le interazioni con l'Universo a cui sarebbero sottoposte e la breve vita media. Siccome *Alcioneo* si trova a circa 1 Gpc dalla Terra, risulta praticamente impossibile la loro osservazione.

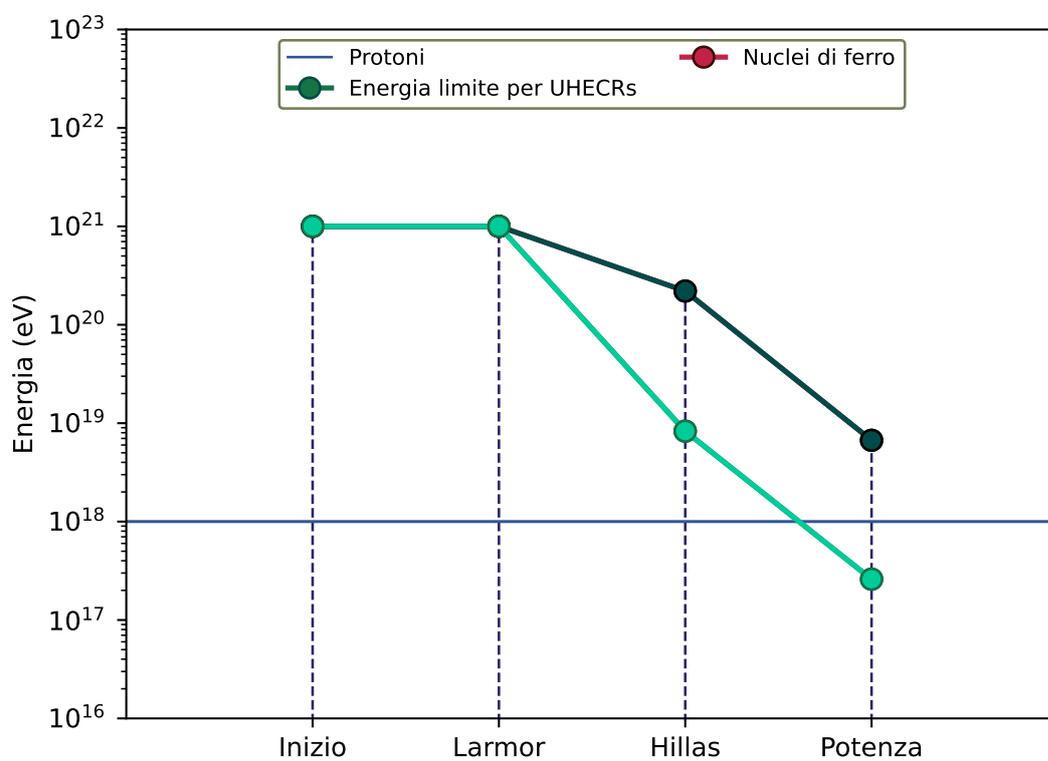


Figura 4.3: Schema riassuntivo dell'energia dei raggi cosmici durante i tre step affrontati in Sec. 4.1

Conclusione

La ricerca delle sorgenti dei UHECRs ha mostrato che le tre nuove classi di sorgenti extragalattiche scoperte di recente dalle osservazioni radio a bassa frequenza, non possono raggiungere energie molto superiori a 10^{18} eV, e quindi difficilmente (almeno in base alla fisica nota) possono essere sorgenti di UHECRs. In particolare, è stata compiuta un'analisi dell'energia massima che a cui le particelle possono essere accelerate e, in ogni caso preso, i valori stimati non sono sufficienti.

Il primo candidato considerato, i filamenti cosmici, riesce ad accelerare i protoni fino ad un'energia di $4.1 \cdot 10^{16}$ eV, mentre i nuclei di ferro raggiungevano i $1.1 \cdot 10^{18}$ eV. Solamente i nuclei di ferro potrebbero essere considerati UHECRs, bensì bisogna tenere conto di tutte le altre considerazioni più stringenti relative al tempo di permanenza all'interno del filamento e alle perdite energetiche a cui sono sottoposti. Quindi i filamenti cosmici difficilmente possono essere sorgenti di UHECRs.

Il secondo candidato, il ponte intracluster che collega i cluster *Abell 0399* e *Abell 0401* in fase di merging, è il candidato che ha prodotto i risultati più positivi: nella prima fase di considerazioni energetiche si osserva che i protoni possono essere accelerati fino a $1.0 \cdot 10^{18}$ eV - $1.3 \cdot 10^{18}$ eV mentre i nuclei di ferro fino a $2.6 \cdot 10^{19}$ eV - $3.5 \cdot 10^{19}$ eV. In entrambi i casi vengono superati i 10^{18} eV, energia limite per classificare tali particelle come UHECRs, però, molto probabilmente, si stanno trascurando una serie di processi che limitano ulteriormente la loro energia massima, come detto anche riguardo i filamenti cosmici. In più tali cluster si trovano ad una distanza di circa 1 Gpc dal sistema solare e, data la grande energia iniziale, è molto improbabile che mantengano la loro struttura e la loro energia fino ad un'eventuale rilevazione dalla Terra.

Il terzo candidato, la radiogalassia gigante *Alcioneo*, segue i filamenti cosmici in tutte le considerazioni fatte sopra, permettendo ai protoni e ai nuclei di ferro di raggiungere un'energia massima rispettivamente di circa $2.6 \cdot 10^{17}$ eV e $6.7 \cdot 10^{18}$ eV. Come nel caso di *Abell 0399* e *Abell 0401*, *Alcioneo* si trova ad una distanza di circa 1 Gpc dal sistema solare, rendendo quasi impossibile la rilevazione dalla Terra di un eventuale UHECRs costituito da un nucleo pesante.

In conclusione, anche se nessuno dei candidati studiati in questa Tesi si è rivelato una sorgente plausibile degli UHECRs di energia più elevata, grazie alla metodologia

sviluppata in questo lavoro, è stato possibile stimare per la prima volta in letteratura la massima energia di accelerazione raggiungibile dai raggi cosmici in queste sorgenti astrofisiche.

Appendice A

Programma utilizzato

```
1 // DEFINIZIONE DELLA CLASSE "OGGETTO ASTROFISICO" (hpp) //
2
3 #define Object_hpp
4
5 class Object{
6     public:
7         Object();
8         Object(double R, double B, double v,
9                 double Pk, double E, int z);
10        virtual ~Object();
11
12        virtual double GetR() const;
13        virtual double GetMagneticField() const;
14        virtual double GetVelocity() const;
15        virtual double GetMagneticPower() const;
16        virtual double GetE() const;
17
18        virtual void SetE(double E);
19        virtual void SetQ(double eta);
20        virtual void Setfvp();
21
22        virtual double GetLarmorRadius() const;
23        virtual double GetELarmorRadius() const;
24        virtual double GetEHillas() const;
25        virtual double GetPower() const;
26        virtual double GetEPower() const;
27
28    private:
29        double fR=0;
30        double fB=0;
31        double fv=0;
32        double fPk=0;
33        double fQ=0;
```

```

34     double fE=0;
35     const double e=1.602176634e-19;
36     const double c=299792458;
37     const double mp=938272088.1629; // eV
38     int fz=0;
39 };

1 // DEFINIZIONE DELLA CLASSE "OGGETTO ASTROFISICO" (cpp) //
2
3 #include "object.hpp"
4 #include <iostream>
5 #include <cmath>
6
7 Object::Object()=default;
8
9 Object::Object(double R, double B, double v, double Pk, double E, int z
10 ):
11 fR{R}, fB{B}, fv{v}, fPk{Pk}, fE{E}, fz{z} {};
12
13 Object::~Object()=default;
14
15 double Object::GetR() const{ return fR; }
16
17 double Object::GetMagneticField() const{ return fB; }
18
19 double Object::GetVelocity() const{ return fv; }
20
21 double Object::GetMagneticPower() const{ return fQ; }
22
23 double Object::GetE() const{ return fE; }
24
25
26 void Object::SetE(double E) { fE=E; }
27
28 void Object::SetQ(double eta){ fQ=fPk * eta; }
29
30 void Object::Setfvp(){ fvp=c * sqrt(1-pow( fz* mp * c / fE, 2)); }
31
32
33 double Object::GetLarmorRadius() const{ return fE/(fz * c * fB); }
34
35 double Object::GetELarmorRadius() const{ return fR * fz * c * fB; }
36
37 double Object::GetEHillas() const{
38     return 1e18 * (fR / 3.086e+19) * (fB / 1e-10) * (fv / c) * fz;
39 }
40
41

```

```

42 double Object::GetPower() const{
43     return 1e5 * fE * fE * c / ( fv * fz * fz );
44 }
45
46 double Object::GetEPower() const{
47     return sqrt((fQ * fv)/(1e5 * c)) * fz;
48 }

```

```

1 // CODICE SCRITTO PER L'ANALISI DEI DATI
2
3 #include <vector>
4 #include <iostream>
5 #include <fstream>
6 using namespace std;
7
8
9 // TEST IN CONFRONTO AL RAGGIO DI LARMOR //
10
11 void TestLarmorRadius(Object &x){
12     cout << "LARMOR:";
13     if ( x.GetLarmorRadius()<x.GetR() ){
14         cout<< "l'oggetto ha una dimensione maggiore del raggio di
Larmor
15             della particella." << '\n' << '\n';
16     } else {
17         double Ex=x.GetELarmorRadius();
18         x.SetE(Ex);
19         cout<< "la particella esce dalla regione di accelerazione dato
che
20             ha un raggio di Larmor troppo grande. Per rimanere all'
interno
21             deve avere al massimo E=" << x.GetE() << "." << '\n'
22             << '\n'
23             << "Consideriamo l'energia della particella pari a tale
valore
24             da ora in poi." << '\n'
25             << '\n';
26     }
27 }
28
29
30 // TEST IN CONFRONTO AL CONFINAMENTO DI HILLAS //
31
32 void TestHillas(Object &x){
33     cout << "HILLAS: ";
34     if (x.GetEHillas()>x.GetE()){
35         cout<< "l'oggetto rispetta il confinamento di Hillas" << '\n'
<< '\n';
36     } else {

```

```

37     double Ex=x.GetEHillas();
38     x.SetE(Ex);
39     cout<< "l'oggetto non ha una dimensione e un campo magnetico
abbastanza
40         grande da potere accelerare una particella all'energia
voluta,
41         pu raggiungere al massimo E="<< x.GetE() << "." << '\
n'
42         << '\n'
43         << "Consideriamo l'energia della particella pari a tale
valore da
44         ora in poi." << '\n'
45         << '\n';
46     }
47 }
48
49
50 // TEST IN CONFRONTO ALLA LIMITAZIONE DELLA POTENZA //
51
52 void TestPower(Object &x){
53     cout << "POTENZA: "
54     if (x.GetPower()<x.GetMagneticPower()){
55         cout<< "L'oggetto ha una potenza sufficiente per accelerare la
56             particella" << '\n' << '\n';
57     } else {
58         double Ex=x.GetEPower();
59         x.SetE(Ex);
60         cout<< "L'oggetto non emette sufficiente energia da potere
accelerare
61             una particella all'energia voluta, pu raggiungere al
massimo
62             E=" << x.GetE() << "." << '\n' << '\n';
63     }
64 }
65
66
67 // CODICE //
68
69 void Tests(){
70     int z;
71     cout<< "Inserisci la carica della particella da accelerare: ";
72     cin>> z;
73
74     int x;
75     cout<< "Per quale energia vuoi testarla (10^x)? Inserisci x: ";
76     cin>> x;
77
78     double E=pow(10., x);
79

```

```

80 Object CosmicFilamentMin(1.543e23, 1e-12, 5e5, 1e43, E, z);
81 Object CosmicFilamentMax(6.172e23, 4e-12, 5e5, 1e43, E, z);
82 Object IntraclusterBrindge(1.5428388e+23, 5e-11, 1e6, 1e45, E, z);
83 Object RadioGalaxyMin(1.5428388e+21, 1e-9, 1e7, 2e43, E, z );
84 Object RadioGalaxyMax(1.5428388e+23, 5e-11, 1e6, 2e43, E, z );
85 Object objects [5]={CosmicFilamentMin, CosmicFilamentMax,
86                      IntraclusterBrindgeMin, IntraclusterBrindgeMax,
87                      RadioGalaxy};
88
89 int j=1;
90
91 while(j==1){
92     j=0;
93     int i=0;
94     while(i>5 || i<1){
95         cout<< "Quale oggetto vuoi testare?" << '\n'
96             << "Inserisci il numero tra i seguenti" << '\n'
97             << '\n'
98             << "1. Filamenti cosmici con dimensione minima e campo
99             magnetico minimo" <<'\n'
100            << "2. Filamenti cosmici con dimensione massima e campo
101            magnetico massimo" <<'\n'
102            << "3. Ponti intergalattici con dimensione minima e
103            campo
104            magnetico minimo" << '\n'
105            << "4. Ponti intergalattici con dimensione massima e
106            campo
107            magnetico massimo" << '\n'
108            << "5. Radio-galassie giganti" << '\n';
109         cin >> i;
110         if (i>5 & i<1){
111             cout<< "Inserisci un numero valido." << '\n';
112         }
113     }
114     i=i-1;
115
116     Object X=objects[i];
117
118     int l=0;
119     cout<< "Quanta potenza cinetica media viene convertita in
120     potenza
121     magnetica?" << '\n'
122     << '\n'
123     << "1. Il 10%" << '\n'
124     << "2. Il 5%" << '\n'
125     << "3. L'1%" << '\n'
126     << "4. Il 100%" << '\n';
127     cin >> l;

```

```

126     if (l==1){
127         X.SetQ(0.1);
128     } else if (l==2){
129         X.SetQ(0.05);
130     } else if (l==3){
131         X.SetQ(0.01);
132     } else if (l==4){
133         X.SetQ(1.);
134     }
135
136     TestLarmorRadius(X);
137     TestHillas(X);
138     TestPower(X);
139
140     cout << "Se vuoi testare di nuovo un corpo digita 1, altrimenti
un
141         qualsiasi altro numero"<<'\n';
142     cin >> j;
143 }
144
145 j=1;
146 }

```

Bibliografia

- [1] Maurizio Spurio. *Probes of Multimessenger Astrophysics*. 2018. DOI: [10.1007/978-3-319-96854-4](https://doi.org/10.1007/978-3-319-96854-4).
- [2] Malcolm S. Longair. *High Energy Astrophysics*. 2011.
- [3] James H. Matthews, Anthony R. Bell e Katherine M. Blundell. “Particle acceleration in astrophysical jets”. In: 89, 101543 (set. 2020), p. 101543. DOI: [10.1016/j.newar.2020.101543](https://doi.org/10.1016/j.newar.2020.101543). arXiv: [2003.06587](https://arxiv.org/abs/2003.06587) [astro-ph.HE].
- [4] ScienzaPerTutti. *4. Il flusso di particelle*. it-it. URL: <https://scienzapertutti.infn.it/4-il-flusso-di-particelle> (visitato il 20/08/2022).
- [5] T. Vernstrom et al. “Discovery of magnetic fields along stacked cosmic filaments as revealed by radio and X-ray emission”. In: 505.3 (ago. 2021), pp. 4178–4196. DOI: [10.1093/mnras/stab1301](https://doi.org/10.1093/mnras/stab1301). arXiv: [2101.09331](https://arxiv.org/abs/2101.09331) [astro-ph.CO].
- [6] F. Govoni et al. “A radio ridge connecting two galaxy clusters in a filament of the cosmic web”. In: *Science* 364.6444 (giu. 2019), pp. 981–984. DOI: [10.1126/science.aat7500](https://doi.org/10.1126/science.aat7500). arXiv: [1906.07584](https://arxiv.org/abs/1906.07584) [astro-ph.GA].
- [7] Martijn S. S. L. Oei et al. “The discovery of a radio galaxy of at least 5 Mpc”. In: 660, A2 (apr. 2022), A2. DOI: [10.1051/0004-6361/202142778](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202142778). arXiv: [2202.05427](https://arxiv.org/abs/2202.05427) [astro-ph.GA].