

CAPITOLO 3

LA FISICA DEL FENOMENO METEORICO

...l'aria è sottoposta a un attrito piuttosto violento...
...quando l'urto (tra le masse d'aria, n.d.a.) è stato più leggero e si è solo verificato, per così dire, uno sfregamento, ne sprizzano luci più pallide, e le stelle nel loro volo si traggono dietro una chioma luminosa. Allora meteore infuocate estremamente sottili segnano e prolungano nel cielo un'esile traccia.

Seneca (4 a.C. – 65 d.C.), Naturales quaestiones, Libro I-1, 5-6

3.1 L'atmosfera

La corretta interpretazione dei fenomeni meteorici presuppone un'approfondita conoscenza della struttura e della composizione dell'atmosfera fino ad una altezza di 130 km. Solitamente l'atmosfera viene divisa in quattro strati caratterizzati da differenze nella composizione chimica i quali sono caratterizzati da variazioni nella temperatura: troposfera, stratosfera, mesosfera e termosfera. La troposfera e la stratosfera sono separate dalla tropopausa che varia in altitudine da circa 16 km vicino all'equatore fino a 9 km nei pressi dei poli. La stratosfera e la mesosfera sono invece separate dalla stratopausa che si trova a circa 50 km. La mesosfera e la termosfera sono separate dalla mesopausa, a circa 80 km di altezza. Le caratteristiche fisiche dell'atmosfera variano decisamente in relazione con la quota: se la quota aumenta, sia la densità che la pressione diminuiscono, mentre la temperatura mostra delle oscillazioni. La porzione più esterna dell'atmosfera, all'altezza di 450-500 km, è chiamata esosfera [3.1]. La composizione dell'atmosfera terrestre si mantiene costante fino a circa 100 km di quota, dove la turbolenza è elevata e produce un rimescolamento continuo (omosfera). Per quote superiori l'atmosfera tende ad assumere una struttura stratificata, portando gli atomi leggeri a quote più elevate di quelli più pesanti.

Il numero delle particelle atmosferiche per unità di volume decresce in modo esponenziale passando dal suolo alle quote superiori [3.2]. Tale andamento suggerisce che il numero di particelle per unità di volume può diminuire a tal punto da rendere quasi inesistenti gli urti fra molecole in modo da aumentare fortemente il cammino libero medio. Questo parametro è fondamentale nella fisica delle meteore. A quote attorno ai 100 km, regione in cui si osserva la gran parte dei fenomeni meteorici, il libero cammino medio è dell'ordine di 0.1-1 metri (per confronto al suolo è di 10^{-7} metri). A seconda delle dimensioni dei meteoroidi che entrano nell'atmosfera terrestre, la descrizione dell'interazione con l'atmosfera sarà diversa. Se il meteoroido ha un diametro medio (0.01 metri) allora l'interazione con le molecole atmosferiche sarà paragonabile a quella fra due bocce da biliardo (*regime molecolare*). Nel caso limite di un corpo con dimensioni dell'ordine del centinaio di metri che entri nell'atmosfera, la descrizione dell'interazione si potrà fare assumendo che l'atmosfera si comporti come un fluido (*regime continuo*).

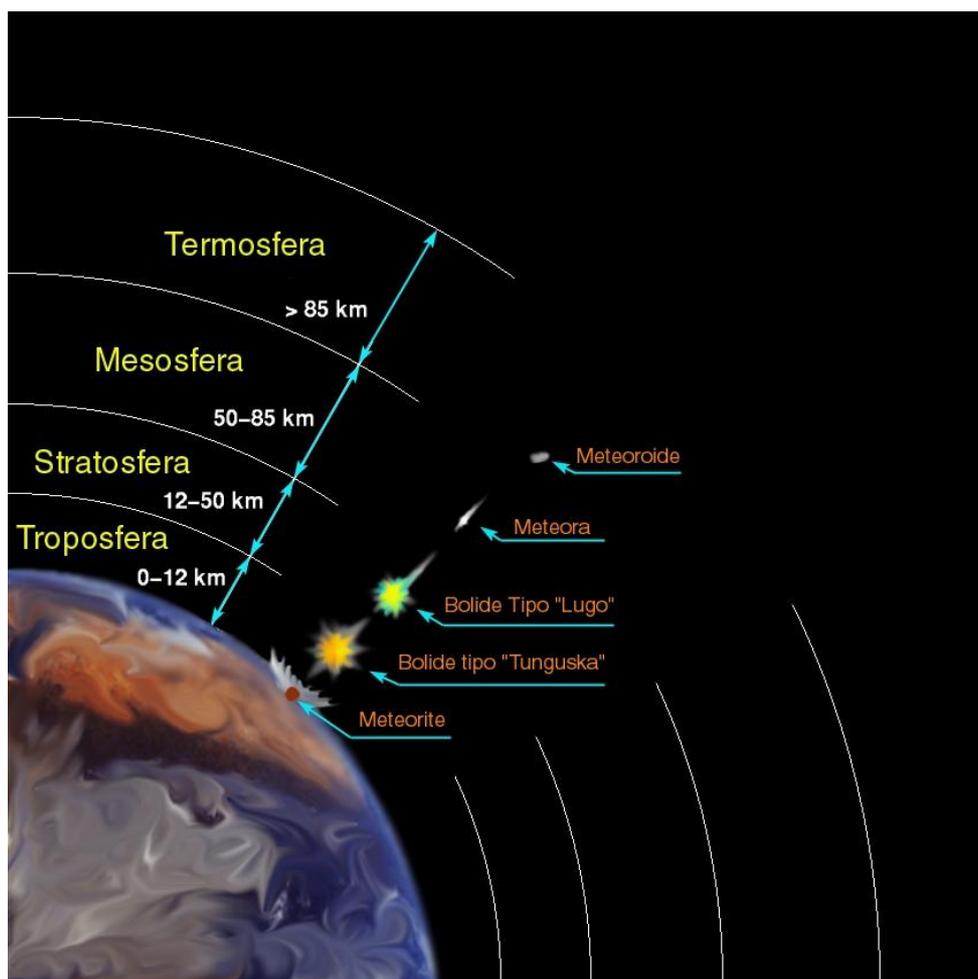


Figura 3.1 - Rappresentazione degli strati atmosferici e relazione con il fenomeno meteorico.

3.2 La fisica del fenomeno meteorico

Quando un meteoroido giunge in prossimità della Terra inizia ad interagire con l'atmosfera, dando origine a quell'insieme di fenomeni luminosi e, a volte anche acustici, chiamati con il nome di meteora. La maggior parte dei meteoroidi si trasforma in meteore ad altezze in cui il cammino libero medio delle molecole d'aria varia da circa 0.1 metri (ad un'altezza di 90 km) a circa 1 metro (120 km) [3.3]. Tenendo presente che le dimensioni comuni dei meteoroidi sono dell'ordine di qualche millimetro, si deduce

che il processo dominante durante il passaggio in atmosfera è l'impatto delle singole molecole d'aria contro il corpo cosmico.

Per l'attrazione gravitazionale della Terra, la velocità minima con cui un meteoroido entra nell'atmosfera terrestre è di circa 12 km/s mentre la velocità massima dipende dall'origine del corpo e dalla direzione del suo moto. Essa, perciò, risulta essere di circa 72 km/s, come somma della velocità della Terra attorno al Sole (29.7 km/s) e della velocità di fuga di una particella dal Sistema Solare in prossimità della Terra (42.1 km/s). Inoltre, il Sistema Solare non è un sistema isolato ma può essere attraversato da particelle ancora più veloci (granuli interstellari) provenienti dallo spazio interstellare, che si muovono a velocità fino ad oltre 200 km/s [3.4].

Un parametro importante è dato dalle dimensioni del meteoroido, che determina l'evoluzione del suo tragitto nell'atmosfera terrestre. Infatti, i meteoroidi più minuti, oggetti con masse inferiori ai 10^{-9} kg tipiche dei cosiddetti micrometeoroidi, sono rallentati in modo che la caduta sia soggetta unicamente alla forza di gravità, senza alcuna emissione di radiazione. Per i meteoroidi di massa superiore invece l'interazione con gli strati più densi dell'atmosfera genera un'onda d'urto dovuta al fatto che tali oggetti cosmici si muovono a velocità ipersoniche [3.5]. Le caratteristiche principali di quest'onda d'urto sono:

1. fronte dell'onda d'urto: è uno strato piuttosto sottile caratterizzato da brusche variazioni di pressione, densità e temperatura. In questo strato l'energia cinetica delle molecole in collisione viene convertita in eccitazione degli elettroni, dissociazione molecolare e ionizzazione di atomi;
2. strato compresso: è una regione di flusso non viscoso posto dietro al fronte d'onda dove il gas è, in prima approssimazione, in equilibrio termodinamico;
3. strato limite: è un sottile strato viscoso vicino al meteoroido in cui la componente tangenziale della velocità tende a decrescere fino ad annullarsi sulla superficie del corpo stesso. La struttura di questo strato diventa piuttosto complessa quando le molecole del meteoroido si vaporizzano, poiché si vengono a creare molteplici strati limite: uno per le molecole evaporate, uno strato limite aerodinamico in cui viene compensata la componente tangenziale della velocità e uno strato di equilibrio termico in cui la temperatura del gas e del meteoroido si uguagliano;

4. zona di stagnazione: è una regione posta dietro al meteoroido contenente un gas rarefatto costituito da molecole evaporate dal meteoroido, da particelle espulse dalle disomogeneità del corpo durante la rotazione, etc.;
5. traccia meteorica: si forma come risultato del collasso dei gas che fluiscono attorno al corpo e della loro successiva diffusione.

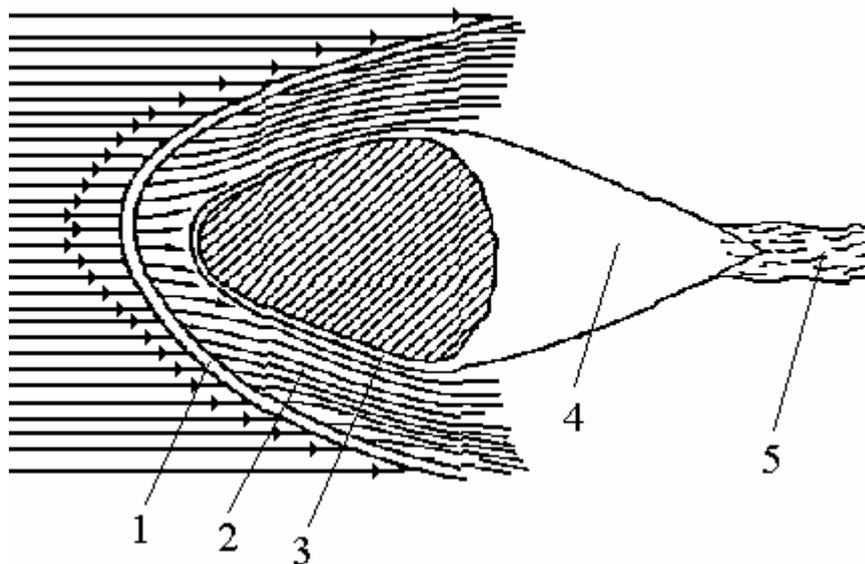


Figura 3.2 - Elementi principali dell'onda d'urto: 1. fronte d'onda; 2. strato compresso; 3. strato limite; 4. zona di stagnazione; 5. scia.

La semplice teoria fisica che descrive l'evolversi di un meteoroido interagente con l'atmosfera a velocità ipersoniche, può essere discussa richiamando le equazioni fondamentali che governano i processi di decelerazione, perdita di massa, luminosità e ionizzazione e assumendo che i coefficienti di frenamento, trasporto del calore, luminosità e ionizzazione presenti nelle equazioni stesse siano costanti [3.6].

La prima equazione fondamentale della teoria, l'equazione di decelerazione, tiene conto dell'effetto frenante dell'atmosfera terrestre e si basa sull'ipotesi che la perdita della quantità di moto Mdv da parte di un meteoroido sia proporzionale all'impulso acquisito dal getto d'aria investito. La massa d'aria che investe un'area generica S , definita dalla proiezione della sezione d'urto del meteoroido lungo la propria traiettoria, alla velocità v in un tempo dt è $S\rho vdt$. Così otteniamo l'equazione [3.5]:

$$M \frac{dv}{dt} = -\Gamma S \rho v^2 \quad (3.1)$$

dove Γ è il coefficiente di frenamento, che esprime la porzione di quantità di moto del getto incontrato convertita in decelerazione del corpo. Il coefficiente Γ può essere sia maggiore che minore di uno. Nel caso di $\Gamma < 1$ il trasferimento di momento al meteoroido è incompleto (per esempio, il caso in cui alcune delle molecole che vengono a contatto con esso gli fluiscono attorno); l'altro caso si verifica quando diventa apprezzabile il momento relativo al rimbalzo delle molecole dalla superficie del meteoroido o alla vaporizzazione delle molecole dal meteoroido stesso.

Allo stesso tempo i meteoroidi sono soggetti ad un processo di perdita di massa, definito processo di ablazione, caratterizzato da vaporizzazione, fusione e frammentazione. In primo luogo ciò che avviene è l'espulsione diretta degli atomi dalla superficie del meteoroido in seguito a collisione. Ognuno di tali urti libera un'energia dell'ordine di 100 eV. Mano a mano che il corpo cosmico procede nel suo tragitto si forma, vicino alla superficie, uno scudo di gas che tende a ridurre l'importanza del processo di espulsione diretta. Le molecole che ora giungono a colpire la superficie del meteoroido sono state smorzate dallo scudo di gas, per cui non hanno più energia sufficiente a espellere gli atomi del corpo cosmico. Tuttavia, riescono a riscaldarlo e ben presto si raggiungono temperature tali da fare evaporare gli atomi. Questo fenomeno è descritto dalla seconda equazione fondamentale della teoria, l'equazione di perdita di massa, che segue dall'ipotesi che una certa porzione di energia cinetica $\frac{1}{2} S \rho v^3$ del getto opposto di molecole è spesa in ablazione della massa dM nel tempo dt . Se Q è il calore latente di vaporizzazione o fusione del materiale che costituisce il meteoroido in unità di energia, allora l'equazione di perdita di massa si scrive come:

$$\frac{dM}{dt} = -\Lambda \frac{S \rho v^2}{2Q} \quad (3.2)$$

Il coefficiente Λ di trasferimento di calore descrive il consumo di energia ed è minore o uguale a uno poiché l'energia spesa nel processo di ablazione non può superare la totale energia cinetica del getto opposto di molecole. Se viene considerata anche la

frammentazione, deve essere presa in considerazione la porzione di energia spesa nel processo stesso (vale a dire nel rompere i legami meccanici tra le particelle) e quella portata via dalle particelle frammentatesi.

Ablazione e decelerazione si influenzano vicendevolmente, poiché l'ablazione dipende dalla velocità del corpo mentre la decelerazione dipende dalla massa. Quindi le equazioni di perdita di massa e di frenamento per un meteoroido devono essere risolte simultaneamente.

Fatta eccezione per l'energia spesa nel processo di perdita di massa, parte dell'energia delle molecole che vengono a contatto con il bersaglio cosmico è spesa nel surriscaldare il meteoroido stesso e parte convertita in radiazione, mediante ionizzazione di atomi e molecole sia del meteoroido che dell'aria, ma la quantità più rilevante è dissipata dalle molecole d'aria e di vapore e dagli atomi considerati. La radiazione luminosa risultante si può esprimere attraverso la terza equazione fondamentale della teoria, l'equazione di luminosità, assumendo che l'intensità di radiazione I della meteora sia proporzionale all'energia cinetica della massa dM evaporata nel tempo dt :

$$I = \tau \left(-\frac{dM}{dt} \right) \frac{r^2}{2} \quad (3.3)$$

dove τ è il coefficiente di efficienza radiativo o, più comunemente, coefficiente di luminosità, che può dipendere, in generale, dalla velocità, dalla massa e dalla composizione del meteoroido.

Atomi e molecole atmosferiche e meteoriche si eccitano e ionizzano durante le collisioni anelastiche fra atomi vaporizzati del meteoroido ed atomi e molecole d'aria. Di conseguenza, lungo il tragitto della meteora si forma una scia ionizzata, o più precisamente una traccia di ioni-elettroni, in quanto ne fanno parte entrambi rendendo la scia di plasma elettricamente quasi neutra. Tale traccia assomiglia ad una colonna cilindrica molto lunga e stretta, dove le dimensioni del raggio iniziale sono circa pari al cammino libero medio a quella quota, mentre la lunghezza può arrivare a parecchi chilometri. La caratteristica più importante della scia di plasma formatasi è la densità elettronica lineare q , vale a dire il numero di elettroni per unità di lunghezza costituitisi durante il cammino della meteora. Questo parametro è descritto dalla quarta equazione, l'equazione di ionizzazione meteorica, che, se β è il numero medio di elettroni liberi

formati in collisioni con altre particelle da parte di un atomo meteorico (coefficiente di ionizzazione), si può scrivere:

$$q = -\frac{\beta}{m_a v} \left(\frac{dM}{dt} \right) \quad (3.4)$$

dove m_a è la massa media di un atomo meteorico.

È interessante evidenziare che sia l'intensità di radiazione I della meteora sia la densità elettronica lineare q della traccia sono proporzionali al tasso di vaporizzazione, definito (3.2).

3.3 Processi di dissipazione di una scia ionizzata

La ionizzazione meteorica prodotta dall'impatto di atomi meteorici ablati con atomi e molecole dell'atmosfera è dissipata per effetto di vari processi. I principali sono:

1. diffusione degli elettroni attraverso l'ambiente attorno la traccia ionizzata che si è formata;
2. ricombinazione elettronica con gli ioni;
3. attaccamento di elettroni alle molecole neutre dell'aria.

Turbolenza su piccola scala, venti su grande scala e diffusione anisotropica causata dal campo geomagnetico sono generalmente di importanza secondaria.

3.3.1 Diffusione ambipolare

La diffusione ambipolare è il principale meccanismo di dissipazione delle tracce meteoriche ionizzate: tale processo influenza fortemente il decadimento della densità elettronica nelle meteore.

In assenza di un campo magnetico, la diffusione ambipolare di un gas debolmente ionizzato obbedisce ad una convenzionale equazione di diffusione della forma

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = D\nabla^2 n_e \quad (3.5)$$

dove n_e è la densità elettronica e D è il coefficiente di diffusione ambipolare. In questa trattazione si assume la quasi neutralità della traccia.

Se consideriamo una scia meteorica che si propaga in un'atmosfera neutra, la soluzione a tale equazione è data da [3.5]:

$$n_e(r) = \frac{q}{4\pi Dt + \pi r_0^2} \cdot e^{-\left(\frac{r^2}{4Dt + r_0^2}\right)} \quad (3.6)$$

dove q è la densità elettronica lineare e t il tempo di decadimento dopo il passaggio della meteora; r è il raggio del cilindro che costituisce la traccia ionizzata che si espande progressivamente per diffusione e può essere espresso dalla relazione

$$r(t) = \sqrt{4Dt + r_0^2} \quad (3.7)$$

dove r_0 è il raggio iniziale della scia che al momento della sua formazione è all'incirca di una decina di centimetri. Inizialmente si evidenzia un certo equilibrio nella carica elettrica della traccia essendoci lo stesso numero di elettroni liberi e ioni positivi per ogni unità di volume del cilindro. La densità dell'aria atmosferica circostante è però molto più bassa di quella della traccia e perciò ioni positivi ed elettroni iniziano a diffondersi verso l'esterno anche se con velocità differenti. Data la scarsa mobilità degli ioni positivi e, al contrario, la straordinaria capacità di diffusione degli elettroni, l'equilibrio di carica sottolineato precedentemente scompare in seguito alla separazione delle cariche. Tale processo è all'origine della formazione di un campo elettrico detto di carica spaziale, che tende a ricreare la neutralità. In definitiva, si ha quindi un processo di diffusione detto appunto di diffusione ambipolare, in cui elettroni e ioni positivi si espandono assieme nello spazio attorno al cilindro iniziale con velocità pari al doppio di quella che avrebbero gli ioni positivi da soli, ma sensibilmente minore della velocità propria di diffusione degli elettroni.

Se la decomposizione della traccia fosse dovuta solamente alla diffusione, allora la concentrazione degli elettroni lungo l'asse della traccia ad un tempo t_D sarebbe

$$n_e = \frac{q}{4\pi Dt_D + \pi r_0^2} \quad (3.8)$$

Sebbene la diffusione ambipolare sia il meccanismo che controlla la deionizzazione delle scie meteoriche per altezze superiori a 95 km circa, al di sotto di questa quota, per effetto di un aumento della densità dei costituenti atmosferici, i processi chimici in gioco hanno un ruolo di primaria importanza nel determinare il deterioramento della traccia di quelle meteore più grosse capaci di penetrare negli strati più bassi dell'atmosfera.

3.3.2 Ricombinazione

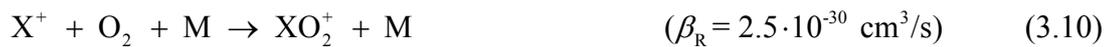
Assumendo che, insieme alla diffusione, acquisti importanza anche un processo di ricombinazione di elettroni con ioni, la concentrazione di cariche negative diventa [3.7]:

$$n_e(0) = \frac{q}{t_R \left(4\pi D + \frac{1}{2} q \beta_{RD} \ln \frac{t_R}{t_0} \right) + \pi r_0^2} \quad (3.9)$$

dove β_{RD} è il coefficiente di ricombinazione.

La ricombinazione di un elettrone con uno ione positivo non avviene direttamente ma attraverso una serie di reazioni chimiche che coinvolgono i costituenti atmosferici.

Il processo di perdita di elettroni, come mostrato nelle reazioni successive, passa infatti attraverso la preliminare ossidazione da parte dell'ozono o dell'ossigeno degli ioni meteorici ablati [3.8].



dove X^+ è uno ione metallico presente nella traccia meteorica (Fe^+ , Mg^+ , Ca^+ , Si^+ , Na^+ , K^+ , Al^+), M è una molecola presente in atmosfera e β_R un coefficiente di ricombinazione ottenuto come valore medio dei coefficienti di ricombinazione per ogni specie metallica [3.9].

Gli ioni metallici ossidati e biossidati così prodotti si ricombinano poi con gli elettroni liberi e tali processi combinati hanno in ultima analisi l'effetto di neutralizzare gli ioni meteorici.



Queste ultime due reazioni di ricombinazione avvengono più velocemente delle precedenti e quindi il processo combinato sarà regolato dalla reazione di ossidazione più veloce.

In assenza di ioni metallici meteorici, si deve sottolineare un altro meccanismo: il processo di ricombinazione dissociativa di elettroni con gli ioni molecolari O_2^+ e NO^+ predominanti nella zona meteorica [3.5].



Le costanti di queste reazioni sono dello stesso ordine di grandezza e le concentrazioni degli ioni corrispondenti nella zona meteorica non superano i 10^5 cm^{-3} cosicché la ricombinazione dissociativa è raggiunta entro circa 10^{-4} secondi, senza incidere sulla graduale distruzione della traccia. Come detto inizialmente tale processo è influente solo in assenza di ioni metallici ed è comunque trascurabile rispetto all'attaccamento per la bassa concentrazione di reagenti.

3.3.3 Attaccamento

Considerando il processo di attaccamento di elettroni alle molecole ed atomi neutri dell'aria, la relazione che esprime la densità elettronica lungo l'asse della traccia ad un tempo t_A (tempo di attaccamento) è data da

$$n_e = \frac{q}{4\pi D t_A + \pi r_0^2} e^{-(\beta_A n_M t_A)} \quad (3.16)$$

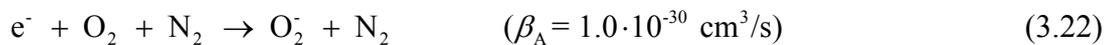
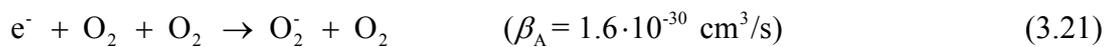
dove β_A è il coefficiente di attaccamento e n_M è la concentrazione di particelle coinvolte nel processo dipendente dall'altezza a cui sta avvenendo.

Tale interazione può avvenire in due modi diversi:

1. attraverso una reazione a due corpi [3.8]



2. come interazione a tre corpi con trasferimento di un surplus di energia ad una terza particella [3.8]



3.4 Classificazione delle tracce meteoriche

Quando un'onda elettromagnetica investe la traccia ionizzata prodotta dalla meteora, gli elettroni in essa contenuti, per effetto del campo elettrico dell'onda, iniziano ad oscillare con la stessa frequenza. Questi, comportandosi come un minuscolo dipolo herziano, reirradiano nello spazio un'onda della stessa lunghezza d'onda. Anche gli ioni positivi della traccia sono costretti ad oscillare dal campo elettrico dell'onda e reirradiano nello spazio come dipoli herziani, ma il loro contributo è trascurabile rispetto a quello degli elettroni, dal momento che la potenza reirradiata è inversamente proporzionale alla massa.

Si hanno due tipi fondamentali di echi meteorici, a seconda che la concentrazione lineare degli elettroni nella traccia riflettente sia maggiore o minore di un certo valore limite. Quando la densità elettronica lineare della traccia è minore di circa $2.4 \cdot 10^{14}$ el/m, la riflessione da origine ad un eco ipodenso, nel caso in cui q sia maggiore di tale valore si forma un eco iperdenso [3.7].

Nel caso ipodenso la densità elettronica lineare è tale che le interazioni tra i vari elettroni della traccia sono trascurabili. Da ciò consegue che l'onda elettromagnetica riesce ad attraversare interamente la traccia meteorica e viene diffusa al suo interno dai singoli elettroni che si comportano come oscillatori indipendenti. Inoltre, morfologicamente sono caratterizzati da una rapida crescita del segnale ricevuto dovuta alla formazione della traccia. Successivamente, una volta raggiunto il valore massimo, l'eco decade esponenzialmente nel tempo per effetto della diffusione ambipolare della traccia meteorica, il cui allargamento provoca la diminuzione della potenza riflessa, in quanto aumentano le differenze di fase fra gli elettroni più vicini al radar e quelli più lontani [3.10].

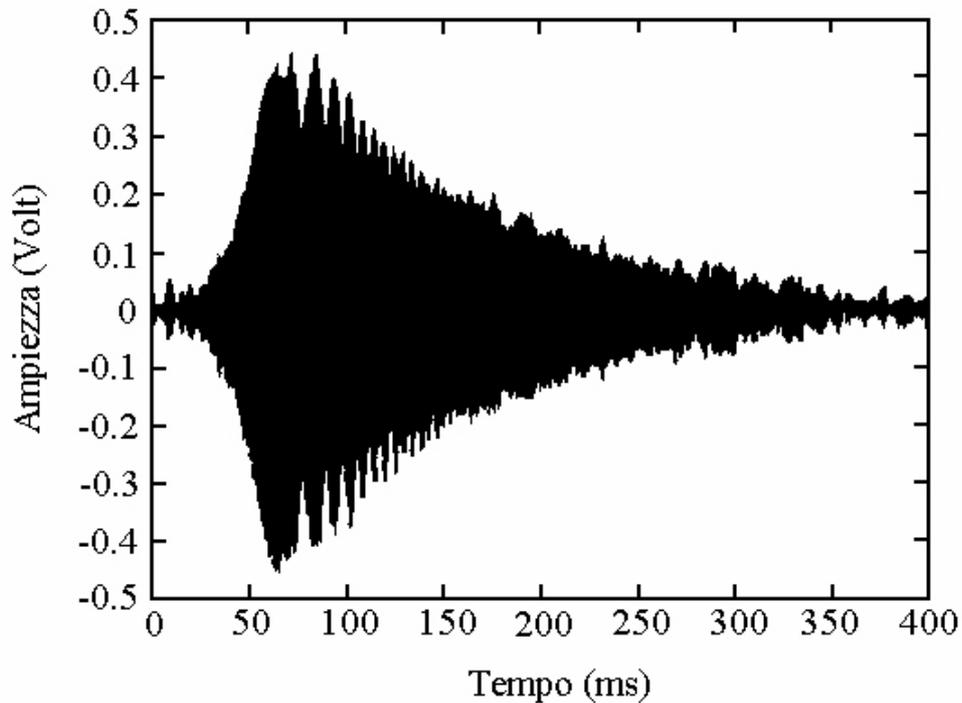


Figura 3.3 - Profilo tipico di un eco radar di una traccia ipodensa.

Nel caso iperdenso, invece, la densità elettronica lineare della traccia è sufficientemente elevata da rendere non più trascurabile l'interazione tra gli elettroni: in tale situazione la traccia può essere assimilata ad una superficie conduttrice cilindrica coassiale con la stessa, che quindi non si fa più attraversare dalla radiazione elettromagnetica incidente, subendo così una riflessione totale. Dal punto di vista morfologico, anche qui si ha una rapida salita iniziale della potenza riflessa fino al massimo, raggiunto il quale la potenza rimane però pressoché costante per un certo periodo di tempo, costituendo una sorta di pianerottolo (plateau), oltre il quale si ha la tipica caduta esponenziale dell'eco dovuta alla diffusione ambipolare della traccia.

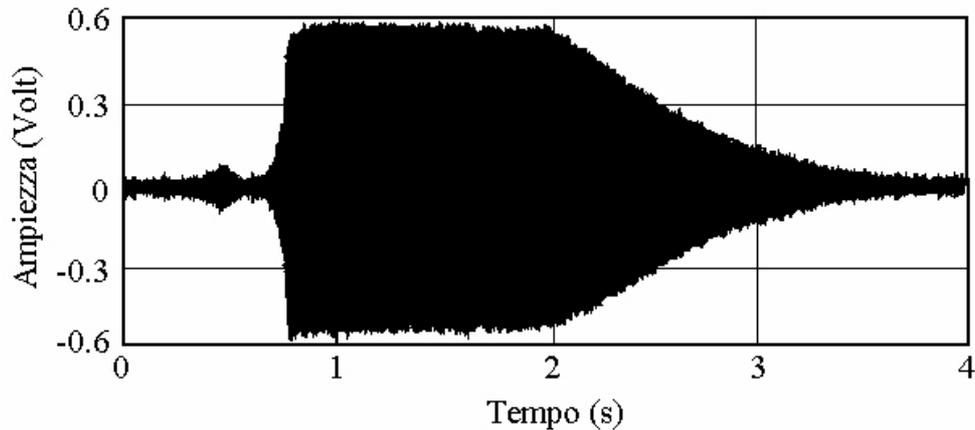


Figura 3.4 - Profilo tipico di un eco radar di una traccia iperdensa.

Purtroppo i due casi analizzati rappresentano dei comportamenti ideali, che negli echi reali ben poche tracce seguono, in quanto il fenomeno è disturbato da numerosi fattori tra cui:

1. distorsione e rottura della traccia meteorica ad opera dei venti mesosferici e formazione di zone di riflessione multiple note come *glint*;
2. presenza di oscillazioni di Fresnel nelle tracce ipodense;
3. processi non diffusivi coinvolti nel dissolvimento della traccia meteorica.

La durata degli echi è molto varia e dipende fortemente dalla lunghezza d'onda impiegata e dall'altezza del punto di riflessione: per frequenze intorno a 40 MHz si considerano ipodensi gli echi che hanno una durata inferiore al secondo e iperdensi i restanti. In questo secondo caso si hanno echi con durate anche superiori al minuto, tuttavia il loro numero diminuisce con l'aumentare del tempo di vita in quanto derivano da meteore più massicce e quindi più rare.

Bibliografia

- [3.1] Fea G.: Appunti di meteorologia fisica descrittiva e generale, *Servizio Meteorologico Regionale*, Bologna, (1988)
- [3.2] Foschini L., Carbognani A.: Meteore dalle stelle cadenti alla catastrofe di Tunguska, *Le Nuove Tessere*, CUEN, (1999)
- [3.3] Vittori O.: L'atmosfera del pianeta Terra, *Zanichelli*, Bologna, (1992)
- [3.4] Taylor A.D., Baggaley W.J., Steel D.I.: Discovery of interstellar dust entering the Earth's atmosphere, *Nature*, **380**, p. 967-970, (1994)
- [3.5] Bronshten V.A.: Physics of Meteoric Phenomena, *Geophysics and Astrophysics Monographs*, edito da D. Reidel Publishing Company, (1983)
- [3.6] McKinley D.W.R.: Meteor Science and Engineering, edito da McGraw-Hill Book Company, (1961)
- [3.7] Kaiser T.R., Closs R.L.: Theory of radio reflections from meteor trails I, *Astron. Contr. Univ. Manchester*, Series II, Reprints 59, *Philos. Mag.*, **43**, p. 1, (1952)
- [3.8] Baggaley W.J., Cummack C.H.: Meteor train ion chemistry, *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, **36**, p. 1759-1773, (1974)
- [3.9] Jones, J., B.A. McIntosh, M. Simek: Ozone and the durations of overdense radio-meteors, *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, **52**, p. 253-258, (1990)
- [3.10] Jones W.E., Jones J.: Ionic diffusion in meteor trains, *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, **52**, p. 185, (1990)