Università degli Studi di Padova

FACOLTA' DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI

Corso di Laurea in Fisica

ANALISI DI SCIAMI METEORICI DI ORIGINE COMETARIA ATTRAVERSO TECNICHE RADAR E VISUALI

Tesi di Laurea di:

MARIO SANDRI

Relatore:

Chiar.mo Prof. FRANCESCO MARZARI

Correlatori:

Prof. SERGIO ORTOLANI

Dott. GIORDANO CEVOLANI

Dott. GIUSEPPE PUPILLO

Sessione Estiva

Anno Accademico 2002-2003

INDICE

Introduzione……5

Capitolo 1 – Gli sciami meteorici…… 8

1.1 I corpi interplanetari……...9
1.2 Flussi di meteoroidi e metodi osservativi…….. 11
1.3 Origine ed evoluzione degli sciami……14
Bibliografia……... 17

Capitolo 2 – Gli sciami cometari…….. 18

2.1 Gli sciami cometari…… 19
2.2 Origine delle comete……..19
2.3 Eiezione dei meteoroidi dal nucleo cometario……...21
2.4 Orbita iniziale dopo l'eiezione……...25
2.5 Forze agenti sul meteoroide dopo l'eiezione……. 29
Bibliografia……... 35

Capitolo 3 – La fisica del fenomeno meteorico……38

3.1 L'atmosfera……39
3.2 La fisica del fenomeno meteorico……..40
3.3 Processi di dissipazione di una scia ionizzata……45
3.3.1 Diffusione ambipolare……45
3.3.2 Ricombinazione…….. 47
3.3.3 Attaccamento…….. 49
3.4 Classificazione delle tracce meteoriche……50
Bibliografia……... 53

Capitolo 4 – Il radar meteorico……52

4.1 La finestra radar……53
4.2 Il radar……56
4.3 Caratteristiche del radar……60
4.4 Il radar forward-scatter Bologna-Lecce-Modra……63
4.5 Sensibilità del radar BLM……..66
Bibliografia……... 70

Capitolo 5 – L'equazione radar…… 71

5.1 L'equazione radar…….. 72
5.2 L'equazione radar nel caso ipodenso……75
5.3 L'equazione radar nel caso iperdenso……78
Bibliografia……... 80

Capitolo 6 – Procedura di analisi dei dati……81

6.1 Dati radio……... 82
6.1.1 Il background sporadico……..82
6.1.2 Correzione per il dead-time…….85
6.1.3 Correzione per effetti chimici…… 87
6.1.4 Indice di massa……90
6.2 Dati visuali……93
6.2.1 Calcolo dello ZHR…….. 94
6.2.2 Indice di popolazione……... 96
Bibliografia……... 98

Capitolo 7 – Liridi……..101

7.1 La storia……. 102
7.2 La cometa progenitrice…….. 106
7.3 1996……... 109
7.4 1997……... 114
7.5 1998……... 118
7.6 1999……... 124
7.7 2000……... 130
7.8 2001……... 134
7.9 Considerazioni finali……..141
Bibliografia……... 147

Capitolo 8 – Eta-Aquaridi……...149

8.1 La storia……. 150
8.2 La cometa progenitrice…….. 153
8.3 1997……... 161
8.4 1998……... 167
8.5 Considerazioni finali……..173
Bibliografia……... 176

Capitolo 9 – Orionidi…… 178

9.1 La storia……. 179
9.2 La cometa progenitrice…….. 184
9.3 1995……... 186
9.4 1996……... 190
9.5 1997……... 193
9.6 1998……... 197
9.7 1999……... 202
9.8 Considerazioni finali……..205
Bibliografia……... 210

Conclusioni……...213

Introduzione

Sin dagli albori della civiltà umana, i fenomeni celesti sono sempre stati oggetto di osservazione, di studio e a volte di culto. Da sempre si è cercato di dare risposte ai quesiti posti dall'alternarsi del giorno e della notte, di spiegare l'esistenza del cielo stellato, dei pianeti e dei loro spostamenti o delle fasi lunari, anche perché certi eventi astronomici, come l'alba e il tramonto o il ciclo delle stagioni, influenzano profondamente le attività umane. Questo interesse è documentato da testimonianze di varia natura fin dal III millennio a.C. in moltissime civiltà.

Allo stesso modo, eventi straordinari come le eclissi, l'apparizione di comete o le meteore avranno di certo attratto l'attenzione degli antichi osservatori. Tuttavia, mentre sulle eclissi e sulle comete esistono una bibliografia e soprattutto una iconografia abbondanti, l'attenzione nei confronti delle meteore prima degli ultimi due secoli è documentata in maniera molto frammentaria.

Tali oggetti rivestono un'importanza estremamente elevata e il loro studio è strettamente correlato con la nostra stessa esistenza. Le meteore sono solo la manifestazione visiva di una categoria di oggetti estremamente vasta: i meteoroidi.

Attualmente, la conoscenza delle caratteristiche e della dinamica della materia interplanetaria è utile per evitare il rischio di impatti potenzialmente dannosi soprattutto contro i satelliti e la Stazione Spaziale Internazionale. Tuttavia, non va dimenticato che col termine meteoroidi si identificano anche oggetti dalle dimensioni di qualche decina di metri che possono produrre pericolose esplosioni atmosferiche (airbust), nonostante l'atmosfera presenti un adeguato scudo protettivo.

Le finalità del presente lavoro sono rivolte principalmente alla definizione delle caratteristiche principali di alcuni sciami meteorici attraverso l'utilizzo di un radar meteorico bistatico (radar BLM) e l'osservazione visuale del medesimo fenomeno.

Il primo capitolo è una sorta di introduzione in cui vengono evidenziate le diverse tipologie di oggetti che comunemente vengono raggruppate sotto il nome di corpi interplanetari. In particolare, viene sottolineato il ruolo che i corpi interplanetari hanno avuto nella storia, prima del Sistema Solare e poi del nostro pianeta, evidenziando soprattutto la quantità di tali oggetti che colpisce la Terra in periodi più o meno lunghi. Ogni tipologia di questi corpi necessita di un differente metodo di indagine. Infine,

questi oggetti non hanno tutti una medesima origine, che può essere cometaria, asteroidale o interstellare, e una stessa evoluzione.

Nel secondo capitolo viene presentata una panoramica generale sugli sciami meteorici di origine cometaria. In primo luogo viene visto il meccanismo di nascita dei corpi progenitori, le comete appunto. Successivamente vi è l'analisi del fenomeno dell'eiezione dei meteoroidi da questi oggetti e la loro evoluzione come corpi indipendenti del Sistema Solare. Il fenomeno dell'espulsione è molto importante e, in base alle forze in gioco sul meteoroide, determina l'orbita iniziale di tali oggetti. Quando la Terra nel suo moto di rivoluzione interseca queste orbite si parla di sciame meteorico.

Il terzo capitolo invece tratta il fenomeno meteorico partendo da considerazioni sulla struttura atmosferica. I meteoroidi entrando nell'atmosfera interagiscono con questa dando origine ad una scia di plasma e a quel complesso di fenomeni luminosi e, a volte acustici, a cui si da il nome di meteore. Oltre a sottolineare il meccanismo attraverso il quale tale fenomeno trae origine, viene evidenziato anche quello con il quale la scia di plasma viene dissipata. Questi, visti insieme, si traducono anche in una diversa morfologia che gli echi radar, prodotti dalla meteora, presentano: echi ipodensi e iperdensi.

Nel quarto capitolo viene innanzitutto considerata la regione dello spettro elettromagnetico analizzata dal radar: le onde radio e in particolare la banda VHF. I radar attraverso cui si osservano gli sciami meteorici possono essere di due tipi: a *back-scatter* e a *forward-scatter*. È a questa seconda tipologia che appartiene lo strumento utilizzato per questa indagine, il radar BLM, che ha la stazione trasmittente a Budrio, nei pressi di Bologna, e quelle riceventi a Lecce e Modra, in Slovacchia. I due sistemi riceventi non sono perfettamente identici e per tale ragione è opportuno conoscere le caratteristiche dei radar in generale e quelle specifiche degli strumenti adottati, prima fra tutte la sensibilità.

Il quinto capitolo mostra la fisica che sta alla base del funzionamento di un radar meteorico introducendo l'equazione radar. Il parametro che gioca un ruolo fondamentale per la risoluzione di tale formula è la densità elettronica lineare che, tra le altre cose, determina la distinzione tra echi ipodensi e iperdensi.

Nel sesto capitolo viene affrontata la questione dell'analisi dei dati. Quelli ricavati dal sistema radar subiscono una prima selezione attraverso un processo di

preelaborazione durante la loro fase di acquisizione. Nonostante ciò essi devono subire ulteriori riduzioni e correzioni, come la sottrazione del background, il recupero del dead-time e la correzione per gli effetti chimici. I dati così ottenuti servono per ricavare il profilo di attività dello sciame e il suo indice di massa. I dati visuali, invece, sono stati reperiti dall'archivio dell'International Meteor Organization e, dopo una opportuna scrematura, sono stati utilizzati per ricavare il tasso orario zenitale o ZHR e l'indice di popolazione che è direttamente collegabile con quello di massa.

Il settimo capitolo è dedicato allo studio dello sciame delle Liridi, attivo nella terza decade del mese di aprile. Innanzitutto viene descritta la storia di tale sciame, dalle prime osservazioni ai giorni nostri. In seguito viene presentata una panoramica sul suo corpo progenitore: la cometa C/Thatcher G1, che ha fatto la sua ultima e unica apparizione documentata nel 1861. Infine vi è l'analisi vera e propria dei dati acquisiti dall'anno 1996 al 2001 per verificare le ipotesi che nel corso degli anni hanno riguardato questo sciame.

Nell'ottavo capitolo è protagonista lo sciame meteorico delle Eta-Acquaridi, che presenta il suo massimo di attività nella prima decade di maggio, subito seguente a quello delle Liridi. Tale sciame non è mai stato intensamente studiato come dimostra la bibliografia a suo riguardo, nonostante il suo corpo progenitore fosse la famosa cometa 1P/Halley, che ha solcato i nostri cieli per l'ultima volta nel 1986. Molta attenzione è stata rivolta a tale corpo che appare molto importante, in quanto rappresenta uno dei pochi della sua famiglia che è stato osservato da sonde spaziali. L'analisi di tale sciame, però, è stata effettuata, per mancanza di dati, unicamente per il 1997 e il 1998.

Il nono capitolo, quello conclusivo, è infine dedicato allo studio delle Orionidi la cui attività si colloca tra la seconda e la terza decade del mese di ottobre. Molto si è discusso riguardo a tale sciame considerato come il fratello delle Eta-Acquaridi, avendo in comune lo stesso corpo progenitore. Tale sciame è stato indagato dal 1995 al 1999, ma sfortunatamente unicamente attraverso i dati raccolti dalla sola direttrice Bologna-Lecce del radar BLM.

La ricerca è stata centrata sullo studio di tre sciami che presentavano, in condizioni normali, una attività definita "media" e che avevano in comune la medesima origine, quella cometaria. Uno degli obiettivi è stato quello di ampliare le conoscenze su di essi e di verificare le ipotesi che nel corso degli anni si sono susseguite e migliorate.

CAPITOLO 1

GLI SCIAMI METEORICI

Sono questi tra i più splendidi e rari fenomeni del cielo, fra i più capaci di fissare la pubblica attenzione. […] le stelle cadenti sono un fenomeno di natura astronomica, e non appartengono alle meteore atmosferiche, come per lungo tempo si è creduto […] il ritorno delle stelle cadenti è di una regolarità astronomica […] e le gocce di questa pioggia celeste cadono sulla Terra tutte nella medesima direzione, e secondo linee parallele […] le comete e le correnti meteoriche sono fra loro associate […] le stelle cadenti sono corpi solidi.

Giovanni Virginio Schiapparelli (1835 – 1910), Le più belle pagine di astronomia popolare, Cisalpino-Goliardica, Milano, 1976

1.1 I corpi interplanetari

Fino alla prima metà degli anni '60, gli scienziati non avevano a disposizione molti dati per poter far luce sul ruolo del fenomeno impattivo nell'evoluzione dei corpi del Sistema Solare, finché le missioni interplanetarie di questi ultimi 40 anni non hanno messo in evidenza la fitta craterizzazione di tutti i corpi (pianeti, satelliti e asteroidi) che presentano una superficie solida. Se per spiegare la craterizzazione dei corpi maggiori, infatti, accanto a questa soluzione, si potrebbe anche suggerire l'ipotesi endogena, non si può fare altrettanto per i corpi di dimensioni più modeste, assolutamente inadeguati sia ad innescare che a mantenere attivo tale processo. Il meccanismo degli impatti riveste quindi un ruolo di fondamentale importanza nell'evoluzione del Sistema Solare, non solo come momento distruttivo, ma anche come indispensabile e basilare elemento costruttivo nella edificazione e nella strutturazione definitiva di tutti i corpi che ne fanno parte, così da risultare uno dei processi essenziali del modellamento delle superfici planetarie.

Questo fenomeno ha interessato anche la Terra, soprattutto agli albori del Sistema Solare, quando il numero di oggetti interplanetari in movimento caotico attorno al Sole era notevolmente maggiore e al contempo il nostro pianeta non vi opponeva ancora un efficiente scudo protettivo in quanto l'atmosfera non aveva ancora raggiunto una completa formazione. Oggi, al contrario, oltre al fatto che le probabilità di impatti cosmici sono drasticamente ridotte per la diminuzione di corpi vaganti, la Terra oppone un efficientissima difesa dovuta alla presenza di un'atmosfera completamente sviluppata. Le cicatrici dovute agli impatti passati sono state mascherate nel tempo dai processi erosivi e tettonici, anche se alcuni crateri da impatto di grandi dimensioni sono tuttora osservabili sulla superficie del nostro pianeta.

Figura 1.1 *- Localizzazione dei siti di impatto sulla superficie terrestre noti fino al 1987.*

Il fatto che attualmente non si osservino impatti di imponenti dimensioni, non significa che la Terra sia un sistema isolato e del tutto immune all'interazione con il mezzo interplanetario ma anzi, durante il proprio moto di rivoluzione intorno al Sole, è bombardata continuamente da oggetti per lo più frenati o disintegrati dagli strati atmosferici. È interessante a questo proposito evidenziare che ogni anno l'atmosfera stessa viene a contatto con centinaia di migliaia di tonnellate di oggetti interplanetari di modeste dimensioni: i meteoroidi.

Secondo la definizione proposta nel 1961 dall'IAUNC (International Astronomical Union Nomenclature Committee), un meteoroide è un corpo solido in moto nel sistema interplanetario di dimensioni più piccole di un asteroide ma considerevolmente maggiore di un atomo, la cui massa può essere compresa tra un microgrammo e parecchie migliaia di tonnellate [1.1]. I meteoroidi, entrando nella nostra atmosfera, danno origine al fenomeno delle meteore. Il nome meteora dovrebbe indicare soltanto il complesso dei fenomeni luminosi e di ionizzazione a cui un meteoroide dà luogo nella parte superiore dello strato atmosferico. L'uso attuale ne estende il significato anche al corpo stesso, purché esso venga totalmente consumato durante il passaggio nell'atmosfera. Si chiamano invece meteoriti, i meteoroidi più grossi che, pur essendo fortemente ridotti dall'attrito atmosferico, riescono a raggiungere la superficie terrestre per effetto delle loro maggiori dimensioni. All'altro estremo della scala delle masse si trovano le micrometeoriti, particelle estremamente piccole (generalmente con

dimensioni del millesimo del millimetro) che perdono la loro energia senza consumarsi nell'atmosfera cadendo lentamente per gravità sulla Terra [1.2]. La definizione appena vista include anche i bolidi, cioè quei meteoroidi più grossi, e quindi più luminosi, che si frammentano in modo catastrofico e poi esplodono dissipando la loro energia nell'atmosfera, con produzione tra l'altro di effetti acustici percepibili da osservatori e da strumenti sismici posti in vicinanza del punto di esplosione.

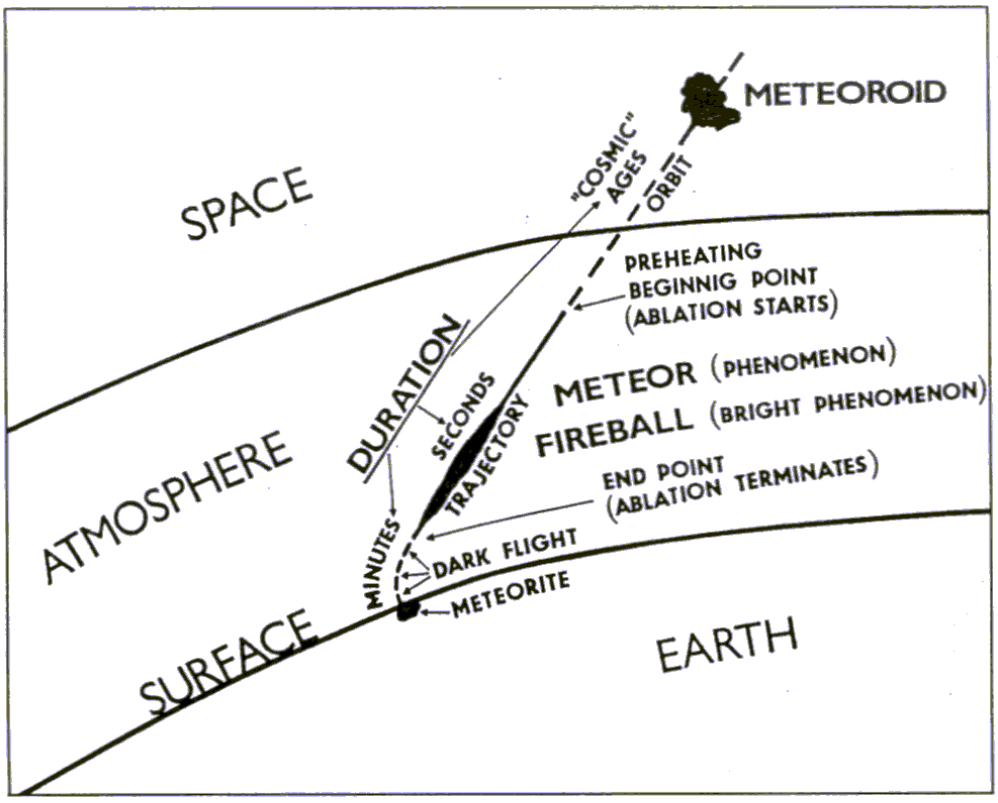

Figura 1.2 *- Rappresentazione della caduta di un meteoroide.*

1.2 Flussi di meteoroidi e metodi osservativi

Per essere in grado di valutare i rischi di impatto di oggetti cosmici sulla Terra o con eventuali strutture orbitanti, quali i satelliti artificiali o la Stazione Spaziale Internazionale, negli ultimi decenni si è ritenuto opportuno studiare più in dettaglio la natura ed il flusso dei meteoroidi. Se si considerano le masse che vanno da 10^{-21} kg a

10^{15} kg, il flusso della materia interplanetaria che arriva mediamente ogni anno sulla Terra è valutato attorno a $2.2 \cdot 10^{8}$ kg [1.1], di cui solo il 30% è costituito dai meteoroidi di massa compresa tra 10^{-9} kg e 10^{7} kg. Sui tempi lunghi i due intervalli di massa che danno il maggior contributo al flusso totale annuo di materia interplanetaria sulla Terra sono tra 10^{12} kg e 10^{15} kg (rappresentato per lo più da corpi di tipo roccioso o carbonaceo) e fra 10^{4} kg e 10^{7} kg (per lo più piccole comete inattive). Si tratta in questo caso di corpi cosmici di dimensioni comunque dell'ordine del chilometro nel primo caso e maggiori di qualche metro nel secondo. Sui tempi brevi, c'è un terzo picco significativo nella scala delle masse compresa tra 10^{-9} kg e 10^{-4} kg che corrisponde alla polvere cosmica e alle micrometeoriti. I meteoroidi appartenenti a quest'ultimo intervallo rappresentano la maggior parte di tutta la massa proveniente dallo spazio che cade sulla Terra con l'eccezione, come già detto, dei grossi impattori che costituiscono un fenomeno sporadico.

Il grafico in figura mostra la variazione in scala bilogaritmica del numero cumulativo *N* dei corpi interplanetari di massa uguale o maggiore di *m* che entrano in un anno nell'atmosfera, rispetto alla massa *m*.

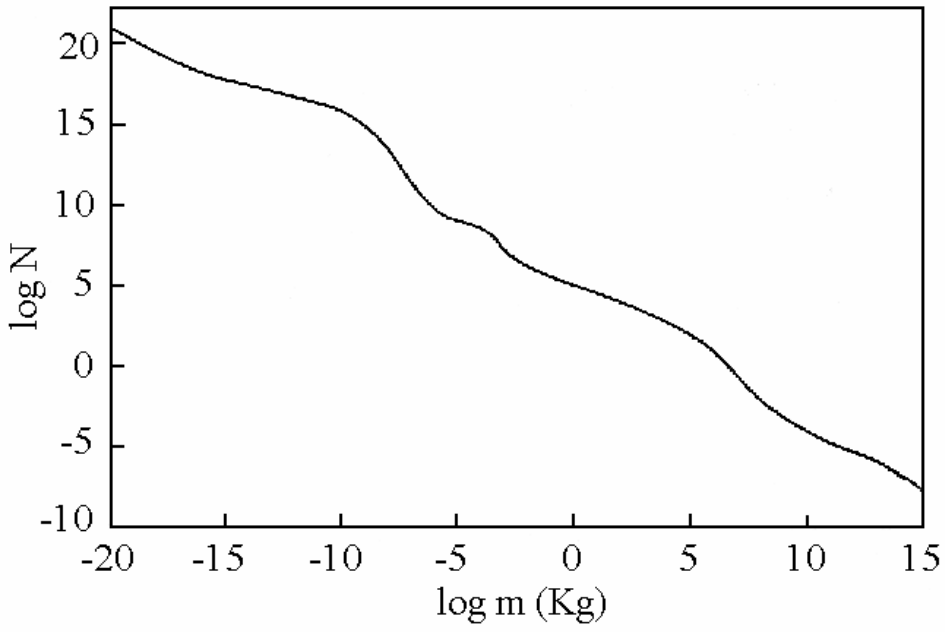

Figura 1.3 *- Logaritmo del numero cumulativo N, di corpi interplanetari di massa uguale o maggiore di m che entrano in un anno nell'atmosfera, rispetto al logaritmo della massa m.*

Essa evidenzia come l'andamento della distribuzione massa-numero di corpi interplanetari non possa essere espressa da una semplice legge di potenza poiché presenta tre intervalli di massa con marcate fluttuazioni rispetto all'andamento medio di questa distribuzione [1.3]. La prima regione corrisponde alla situazione in cui la dispersione delle particelle sotto l'influenza della pressione di radiazione solare predomina sul loro incremento per effetto della collisione di corpi di maggiori dimensioni. La seconda regione, invece, corrisponde all'intervallo di massa occupato dagli sciami meteorici, che hanno origine per lo più da un numero limitato di comete e asteroidi. Infine, la terza regione corrisponde alla maggioranza di corpi di probabile origine cometaria (piccole comete inattive) come è stato suggerito da Kresak (1978) e Rabinowitz (1993).

Considerato l'ampio spettro delle masse dei corpi interplanetari, il fenomeno meteorico è monitorato e studiato attraverso differenti metodi osservativi, le cui analisi possono essere poi messe in correlazione fra loro. Partendo dalle masse più piccole, le tecniche utilizzate oggi si basano sull'osservazione di microcrateri lunari, su rilevatori posti su sonde spaziali, su tecniche radar e fotografiche, sull'analisi di sedimenti marini e nei ghiacci polari e su osservazioni di asteroidi con i telescopi o con sistemi fotografici avanzati.

Intervallo di massa (kg)	**Metodo**	**Autore**
$10^{-21} – 10^{-9}$	Microcrateri lunari	Grun et al. (1985)
$10^{-16} – 6x10^{-10}$	Sonde spaziali	Grun e Zook (1980)
$3x10^{-9} – 3x10^{-6}$	Meteore radar	Cevolani et al. (1995)
$10^{-6} – 10^{4}$	Meteore fotografiche e TV (fireballs e bolidi)	Ceplecha (1988)
$8x10^{5} – 10^{15}$	Asteroidi Spacewatch SEAs (Small Earth Approachers)	Rabinowitz (1993)
$10^{12} – 10^{15}$	Asteroidi fotografici ECA (Earth-Crossing Asteroids)	Shoemaker et al. (1990)

Tabella 1.1 *- Spettro della materia interplanetaria nei vari intervalli di massa con i relativi metodi di osservazione e gli autori che li hanno utilizzati.*

La scala delle masse presenta alcune discontinuità soprattutto ai limiti tra le misure effettuate con sonde spaziali e quelle con tecniche radar, nonché in corrispondenza della soglia tra le meteore fotografiche più luminose (fireballs e bolidi) e gli asteroidi recentemente osservati con il telescopio Spacewatch. Queste lacune, derivanti da strumenti e tecniche ancora non sufficientemente adeguati, impediscono di estendere l'osservazione a tutto l'intervallo delle masse dei corpi minori del Sistema Solare.

1.3 Origine ed evoluzione degli sciami

Il complesso interplanetario dei meteoroidi ha origine dai processi di disgregazione di altri corpi più grossi del Sistema Solare ed è costituito da due componenti fondamentali: le meteore di sciame e quelle sporadiche. Le meteore di sciame sembrano provenire dalla stessa regione di cielo, definita comunemente radiante, mentre quelle sporadiche non hanno un radiante definito, ma si distribuiscono casualmente sulla volta celeste.

In generale le particelle che investono la Terra possono avere origine cometaria, asteroidale o interstellare. Le prime due sorgenti sono interne al Sistema Solare, con una probabilità notevolmente maggiore che il corpo progenitore del meteoroide sia di tipo cometario piuttosto che asteroidale, la terza invece è esterna. Altre sorgenti possono derivare da getti di materia espulsa dalle superfici di pianeti e satelliti per effetto di collisioni di asteroidi con essi: in questo caso, l'esplosione al suolo può scagliare nello spazio circostante materiale con sufficiente forza da vincere l'attrazione gravitazionale del pianeta o del satellite.

I nuclei delle comete sono assimilabili a *palle di neve sporca* [1.4], in quanto costituiti da un conglomerato di ghiacci, principalmente acqua, ammoniaca, metano e diossido di carbonio, combinato con materiale solido carbonaceo o siliceo, vale a dire frammenti di roccia e polveri. Nel momento in cui la cometa, durante il suo moto orbitale, giunge nei pressi del Sole, normalmente a distanze inferiori a 3-4 UA, i ghiacci cometari, riscaldati dalla radiazione solare, sublimano e il materiale si trasforma direttamente dallo stato solido allo stato gassoso, liberando polveri e frammenti di roccia in essi imprigionati e formando la caratteristica chioma che avvolge il corpo

cosmico. Tale materiale lascia la superficie sotto forma di getti, con una velocità di espulsione piuttosto bassa, 5 – 10 m/s, che rappresenta solo una piccola frazione della velocità orbitale della cometa, disponendosi su orbite simili a quelle del corpo progenitore. La cometa, passaggio dopo passaggio al perielio, rilascia nuovo materiale alimentando periodicamente la propria orbita di particelle, fino a quando non ha esaurito i ghiacci e i composti volatili del nucleo o cambiato la sua traiettoria a causa di perturbazioni gravitazionali. Se l'ellisse che descrive l'orbita della Terra interseca la conica costituita dalle polveri rilasciate dalla cometa, si creano le condizioni per la formazione di un nuovo sciame meteorico.

Sciame meteorico	Massimo di attività	Cometa progenitrice
Quadrantidi	3 gennaio	Machholz
Lyridi	22 aprile	Thatcher
Eta Acquaridi	5 maggio	Halley
Beta Tauridi	30 giugno	Encke
Delta Acquaridi	29 luglio	Machholz
Alpha Capricornidi	2 agosto	1948 XII
Perseidi	12 agosto	Swift-Tuttle
Draconidi	9 ottobre	Giacobini-Zinner
Orionidi	22 ottobre	Halley
Tauridi	3 novembre	Encke
Leonidi	17 novembre	Temple-Tuttle
Andromedi	29 novembre	Biela
Ursidi	23 dicembre	Tuttle

Tabella 1.2 - *Sciami meteorici di origine cometaria.*

Un'altra possibile sorgente di meteoroidi sono gli asteroidi NEA (Near Earth Asteroids), che probabilmente non sono altro che i resti di collisioni tra asteroidi della Fascia Principale, quella tra Marte e Giove, oppure i resti di comete estinte [1.5]. Questi appartengono a tre distinte famiglie, Aten, Apollo e Amor, e si trovano su delle orbite che li portano ad intersecare o ad avvicinare quella terrestre. La produzione di meteoroidi da parte di questi asteroidi è accidentale, cioè è dovuta a fenomeni di

collisione tra gli stessi con conseguente formazione di detriti e polveri che, quando entrano a contatto con l'atmosfera terrestre, producono il ben noto fenomeno meteorico.

Sciame meteorico	Massimo di attività	Asteroide progenitore
Fi Bootidi	1 maggio	1620 Gographos, 1978 CA
Arietidi	2 giugno	1566 Icarus
Tau Erculidi	3 giugno	1087 SJ3
Bootidi	27 giugno	1987 PA
Sigma Capricornidi	12 luglio	2101 Adonis
Camelopardidi	13 agosto	1221 Amor, 3288 Seleucus
Kappa Acquaridi	20 settembre	4179 Toutatis
Chi Orionidi	1 dicembre	2201 Oljato
Geminidi	13 dicembre	3200 Phaeton

Tabella 1.3 *- Sciami meteorici di origine asteroidale.*

Recentemente, sono state misurate velocità eliocentriche di meteoroidi superiori a quella di fuga del Sistema Solare nei dintorni della Terra (fino a 200 km/s). È molto probabile che un oggetto celeste con tali caratteristiche non appartenga al Sistema Solare e quindi si è ipotizzato che provenga da regioni esterne e che segua delle traiettorie spiccatamente iperboliche. Tale flusso non proviene uniformemente da tutte le direzioni, ma sembra presentare due picchi, dovuti al moto dell'intero Sistema Solare attorno al centro galattico e a quello verso le stelle vicine [1.6].

Bibliografia

[1.1] Huges D.W.: in *Meteoroids and their Parent Bodies*, edito da J. Stohl e I.P. Williams, p. 15, (1993)

[1.2] Whipple F.L.: A comet model. The acceleration of comet Encke, *Astrophysical Journal*, **111**, p. 375-392, (1950)

[1.3] Ceplecha Z.: Influx of interplanetary bodies onto Earth, *Astronomy and Astrophysics*, **263**, p. 361-366, (1992)

[1.4] Whipple F.L.: The cometary nucleus: current concepts, *Astronomy and Astrophysics*, **187**, p. 852-858, (1987)

[1.5] Drummond J.D.: Earth-Orbit-Approaching Comets and their Theoretical Meteor Radiants, *Icarus*, **47**, p. 500-517, (1981)

[1.6] Taylor A.D., Baggaley W.J., Steel D.I.: Discovery of interstellar dust entering the earth's atmosphere, *Nature*, **380**, p. 323-325, (1996)

CAPITOLO 2

GLI SCIAMI COMETARI

662 A.E. Alla fine del mese di *Ramadan* [26 luglio, *n.d.r.*] una cometa *(kawkab)* con la coda apparve sopra l'orizzonte ad ovest nei pressi della casa lunare *al-Han 'a.* La cometa continuò a sorgere tutti i giorni prima dell'alba dietro la stella conosciuta come "la stella del mattino" [Venere, *n.d.r.*]. Avanzava di poco ogni giorno finché fu vista sorgere prima della "stella del mattino". La sua coda era molto brillante. Essa mantenne la sua posizione relativa alla casa lunare *al-Han'a,* essendone discosta di circa 150 verso est. Sorse sempre regolarmente con *al-Han 'a* e si muoveva con essa. Poi cominciò ad avvicinarsi alla casa lunare. Restò visibile fino ai primi giorni del mese di *Dhu al Qùda* [dal 25 agosto in poi, *n.d.r.*], svanendo infine nel chiarore del mattino.

Abu Shama, cronachista di Damasco, cometa che apparve nel 1264

2.1 Gli sciami cometari

Nel capitolo precedente è stato descritto in breve il processo che porta alla formazione di uno sciame di origine cometaria. Tuttavia, dato che nella seguente esposizione verranno studiati tre sciami che presentano tale origine, è opportuno investigare in maniera maggiormente dettagliata i processi coinvolti nella formazione di questo tipo di fenomeno. Verranno descritti, perciò, la nascita e l'evoluzione delle comete e, successivamente, i processi alla base della formazione di un meteoroide e la sua esistenza come un corpo indipendente del Sistema Solare [2.1][2.2][2.3].

I principali processi coinvolti sono:

1. l'espulsione del meteoroide dal nucleo cometario;
2. il cambiamento nell'orbita osculatrice del meteoroide espulso rispetto quella del corpo progenitore;
3. l'evoluzione del meteoroide sotto l'azione di forze gravitazionali e di radiazione dopo il suo rilascio dalla cometa.

2.2 Origine delle comete

L'origine dei meteoroidi come corpi solidi inizia nell'atmosfera esterna di grandi stelle che si stanno raffreddando (Giganti Rosse), quando il materiale silicatico condensa a formare granuli [2.4]. Questi granelli formano il seme delle particelle di polvere interstellare che popolano il piano della nostra galassia. In seguito, la condensazione, nel mezzo interstellare, di gas volatili con un nucleo silicatico produce piccoli granuli dotati di una matrice organico-refrattaria, la quale si presenta come uno strato esterno ghiacciato. A causa dell'instabilità gravitazionale presente in molte parti di questo ammasso di polvere, stelle e pianeti possono crescere nel tempo. Molte regioni di formazione stellare sono molto popolate da gas e polvere provenienti dal decadimento precedente di altre stelle.

La formazione del nostro Sistema Solare a partire da una dalla nebulosa primordiale si verificò 5 miliardi di anni fa e consistette in una condensazione centrale, il futuro

Sole, e in un disco di materiale solido di diverse dimensioni generato dalla polvere interstellare e dal gas [2.5]. Fuori da questo disco di planetesimi, i pianeti si formarono come piccoli agglomerati di materia coagulata attraverso il processo di accrescimento gravitazionale. Tuttavia, non tutti i planetesimi furono utilizzati per la formazione di pianeti. Un ampio numero, circa 10^{15}, di oggetti di materiale non processato, composto essenzialmente da gas interstellare congelato e polveri, di dimensioni chilometriche o superiori, formò corpi separati e indipendenti, nelle regioni periferiche del Sistema Solare.

Questi corpi erano inizialmente confinati sul piano del Sistema Solare, il piano dell'eclittica. Attraverso successive interazioni con pianeti e stelle sfuggirono dalla loro originaria posizione e molti di questi oggetti furono isotropicamente eiettati nelle parti interne del Sistema Solare, per esempio entro l'orbita di Saturno. Altri oltre Nettuno continuarono a orbitare nel piano dell'eclittica in un disco esteso fino a migliaia di unità astronomiche (UA) dal Sole. Molti si dispersero nello spazio interstellare, ma una grande parte di questi rimase debolmente legata al Sistema Solare in una nube sferica molto distante, di raggio inferiore a 100000 UA.

Molti di questi corpi ghiacciati sono legati al Sole dalla loro formazione e sono ancora presenti nella cosiddetta Nube di Oort. Quelli che fanno parte di tale nube sono composti principalmente di acqua ghiacciata, insieme a una piccola frazione di ghiacci volatili, come CO e CH_4, e polvere, la stessa polvere interstellare che diede origine a tutto il processo. Mai riscaldati oltre i 100 K sopra lo zero assoluto dal tempo dalla loro formazione, questi oggetti sono rimasti praticamente inalterati per gli ultimi 4.5 miliardi di anni.

Quando le perturbazioni indotte da stelle vicine o da maree galattiche alterano l'orbita di questi corpi ghiacciati, molti di essi possono muoversi all'interno di orbite più piccole che li portano a sentire le perturbazioni gravitazionali dei pianeti maggiori o ad avere un incontro ravvicinato con i pianeti terrestri. Una volta che ciò succede, molti di tali oggetti vengono espulsi per sempre dal Sistema Solare, ma una parte di essi viene catturata su orbite più strette attraverso ripetute e complesse interazioni coi pianeti.

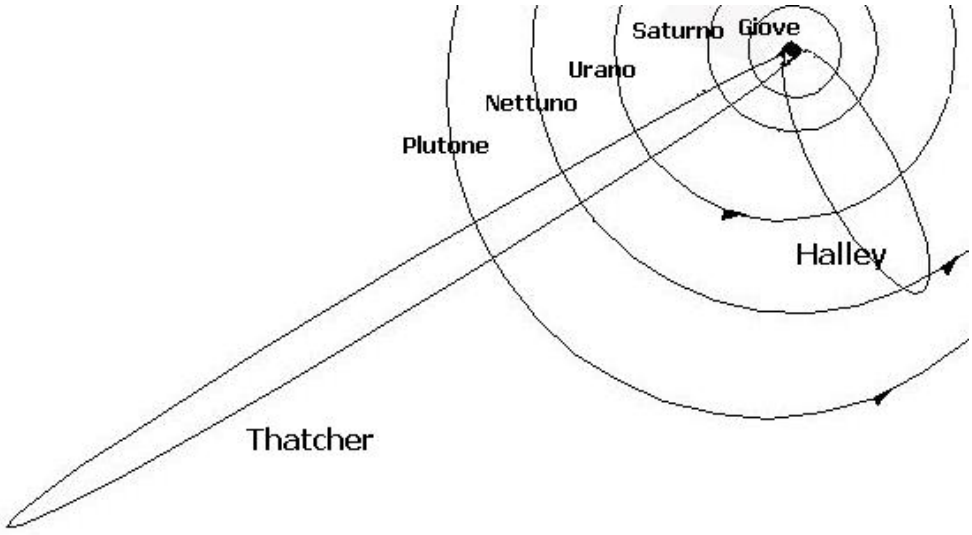

Figura 2.1 *- Visione prospettica da un punto sopra l'eclittica dell'orbita della cometa Thatcher (progenitrice delle Liridi) e della cometa Halley (progenitrice delle Eta-Aquaridi e delle Orionidi).*

Una volta che questi corpi ghiacciati si trovano più vicini di circa 4 UA dal Sole, la radiazione solare riesce a sublimare l'acqua ghiacciata e ad una distanza inferiore il ghiaccio volatile come la CO. Questo processo porta alla formazione di un inviluppo di gas sul corpo centrale ghiacciato e alla espulsione, attraverso il trascinamento del gas, dei grani di polvere vicini al nucleo. Gli oggetti più piccoli di queste polveri, di dimensioni micrometriche, sono spinti in direzione opposta al Sole dalla pressione di radiazione solare così da formare una scia. Visto dalla Terra in tale momento, l'oggetto sembra una stella sfocata con una coda che si muove su uno sfondo di stelle e comunemente viene chiamato cometa.

2.3 Eiezione dei meteoroidi dal nucleo cometario

La maggior parte dei meteoroidi sono i prodotti del decadimento cometario, sia graduale che, occasionalmente, catastrofico. Whipple fu il primo a proporre il moderno modello del nucleo cometario, cioè un agglomerato omogeneo di polvere e ghiaccio, come una *palla di neve sporca* [2.6]. Whipple inoltre sviluppò le equazioni che determinavano la velocità di espulsione di un meteoroide di una certa massa dal nucleo cometario. È questa velocità di eiezione, unita a quella orbitale della cometa, che

determina l'orbita iniziale per i meteoroidi generatesi. Se da un lato i dettagli del rilascio dei meteoroidi dalla cometa sono stati affinati [2.7][2.8], dall'altro, invece, la rappresentazione fisica di base è rimasta intatta.

Quando un nucleo si avvicina al Sole, la massa persa per unità di tempo Γ è data da:

$$\Gamma = \frac{\pi R_c^2 S}{nr^2 H} \tag{2.1}$$

dove R_c è il raggio della cometa, S la costante solare, r la distanza eliocentrica del nucleo, H è il calore medio di sublimazione per il ghiaccio e $1/n$ è la frazione di energia solare in arrivo usata per la sublimazione. A una distanza l dalla superficie del nucleo la pressione su un grano dovuta alle collisioni molecolari libere è:

$$P = \frac{\Gamma v_{mol}}{2\pi l^2} \tag{2.2}$$

dove v_{mol} è la velocità molecolare media, la sublimazione è assunta essere confinata nell'emisfero rivolto verso il Sole e $l >> R_c$.

La forza di trascinamento verso l'esterno sperimentata da un meteoroide dovuta alla chioma di gas è data da:

$$F_{drag} = \frac{C_d}{2} PA \tag{2.3}$$

dove C_d è il coefficiente di trascinamento, pari a 26/9 per una sfera che riemette le molecole impattanti con velocità termiche, e A l'area della sezione d'urto del meteoroide. Così l'accelerazione relativa al nucleo è:

$$a = \frac{F_{drag}}{m_p} - \frac{GM_c}{l^2} \tag{2.4}$$

dove m_p è la massa del meteoroide, M_c la massa della cometa e G la costante di gravitazione universale. La velocità all'infinito relativa al nucleo è:

$$v_\infty^2 - v_0^2 = 2R_c\left[\frac{39v_{mol}S}{72r^2H\sigma\rho_m} - \frac{R_c 4\pi\rho_c G}{3}\right] \tag{2.5}$$

dove v_0 è la velocità iniziale, assunta generalmente nei calcoli pari a zero, ρ_c la densità di massa del nucleo cometario, σ il raggio del meteoroide e ρ_m la densità di massa del meteoroide. Il secondo termine dell'equazione precedente è tipicamente una piccola percentuale del primo termine.

Whipple ha stabilito che la velocità di espulsione di un meteoroide da un nucleo cometario v_e è pari a [2.6]:

$$v_e = 8.03r^{-1.125}\rho_m^{-\frac{1}{3}}R_c^{\frac{1}{2}}m_p^{-\frac{1}{6}} \tag{2.6}$$

dove R_c è il raggio della cometa in km e r la distanza eliocentrica in UA.

Jones ed altri autori dopo aver riesaminato il problema hanno trovato equazioni molto simili, le quali producono velocità di espulsione entro il 10% dai valori di Whipple, partendo dalle medesime condizioni iniziali [2.9][2.10]:

$$v_e = 10.2r^{-1.038}\rho_m^{-\frac{1}{3}}R_c^{\frac{1}{2}}m_p^{-\frac{1}{6}} \tag{2.7}$$

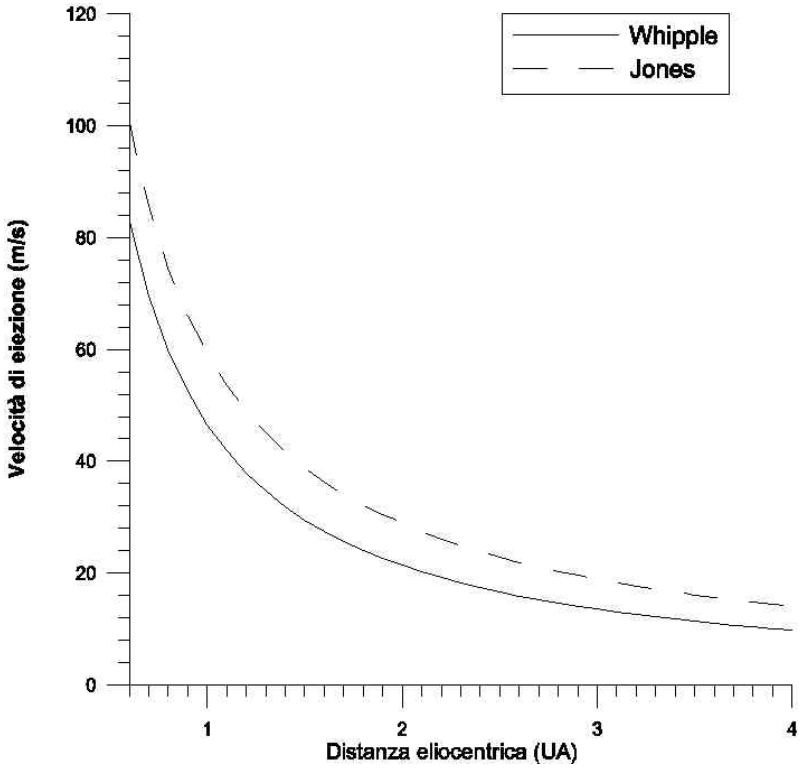

Figura 2.2 *- Velocità di eiezione contro distanza eliocentrica secondo il modello di Whipple (linea continua) e Jones (linea tratteggiata) per oggetti di massa 0.01 g e densità pari a 0.8 g/cm^3.*

Questa rappresentazione è solo un'approssimazione e non tiene conto di ciò che le osservazioni hanno evidenziato come la presenza di getti isolati, rotazioni del nucleo, complessi comportamenti della chioma, etc. In particolare, Steel ha notato l'esistenza di una produzione di gas distribuita, ad esempio la sublimazione non è confinata solo sulla superficie del nucleo, ma ciascuno dei meteoroidi generati contribuisce alla sublimazione immediatamente dopo il rilascio. Ciò è stato dedotto da Steel nel corso di osservazioni della cometa Halley, il quale ha suggerito inoltre che questo potrebbe produrre velocità di espulsione radicalmente differenti da quelle tradizionalmente trovate con la teoria di Whipple [2.3].

A questo punto sono state definite le probabili velocità di eiezione, il luogo di espulsione e la più probabile direzione dell'eiezione del meteoroide. Il precedente modello fisico fornisce una stima della velocità di espulsione per una data massa, mentre osservazioni cometarie suggeriscono che l'eiezione dei meteoroidi è improbabile, ma non impossibile, oltre le 4 UA. Si può solamente supporre che la fuoriuscita di meteoroidi è più probabile nell'emisfero della cometa istantaneamente

opposto al Sole. La rotazione del nucleo, il trascinamento termico e l'esistenza di regioni di attività isolata modificano questa ultima affermazione. L'informazione su ogni singolo nucleo cometario è insufficiente in molti casi per giustificare una più precisa scelta riguardo alle direzioni di eiezione che potrebbero deviare da una semplice direzione opposta a quella del Sole.

Non appena si definisce il luogo di espulsione e la velocità relativa al nucleo, l'orbita iniziale imperturbata di ogni meteoroide può essere definita. L'insieme delle orbite iniziali dà origine allo sciame meteorico.

2.4 Orbita iniziale dopo l'eiezione

Quello che emerge dalla sezione precedente è che la velocità di espulsione è inferiore a 100 m/s per meteoroidi di massa superiore ai 10^{-5} g [2.9].

Per eiezioni all'interno di 4 UA dal Sole, tipiche velocità cometarie sono dell'ordine di V = 30 - 40 km/s per orbite molto eccentriche, perciò la velocità di espulsione dei meteoroidi relativi alla cometa v è tale che $v<<V$. È opportuno definire la velocità perpendicolare al piano orbitale della cometa, positiva nella direzione del polo orbitale nord, come v_n, la componente nella direzione del Sole come v_r e la componente opposta alla direzione del vettore velocità istantaneo della cometa come v_t.

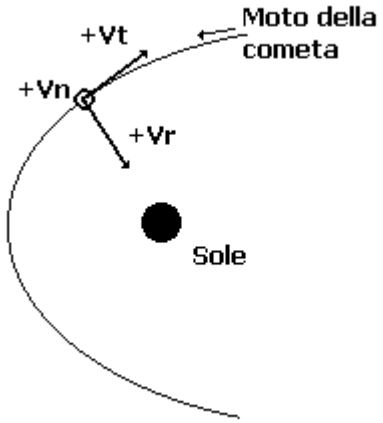

Figura 2.3 *- Coordinate cometocentriche per la velocità di espulsione dei meteoroidi. La componente normale della velocità v_n è diretta fuori dalla pagina, v_r è positiva in direzione del Sole e v_t è positiva nella direzione opposta al vettore di velocità istantaneo della cometa ed è perpendicolare a v_r.*

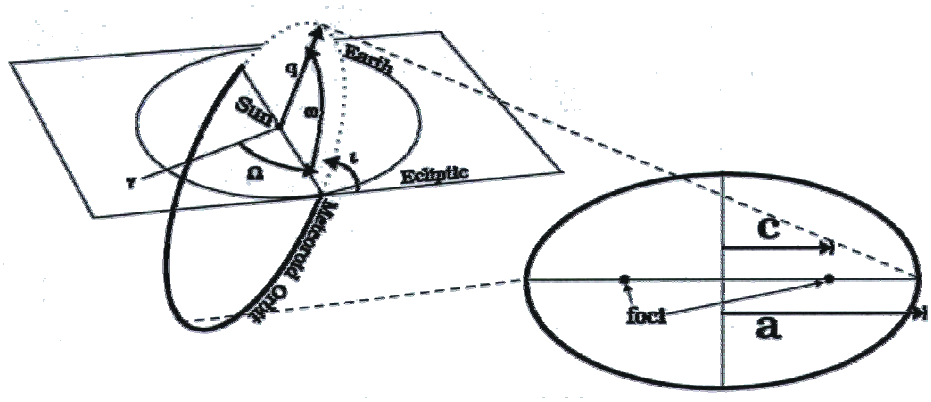

Figura 2.4 *- Elementi generali dell'orbita. Cinque elementi sono necessari per specificare l'orientazione di un'orbita nel Sistema Solare e un parametro addizionale per spiegare la precisa posizione del meteoroide.*

e = eccentricità dell'orbita ellittica (c/a)

i = inclinazione (angolo tra l'eclittica e il piano dell'orbita)

q = distanza al perielio

ω = argomento del perielio (angolo in orbita tra il nodo ascendente e il punto del perielio)

Ω = longitudine del nodo ascendente (angolo tra l'equinozio di primavera e il punto dell'orbita che taglia da sotto a sopra il piano dell'eclittica)

L'energia orbitale totale per unità di massa è data da [2.11]:

$$E = T + U = \frac{v^2}{2} - \frac{\mu}{r} = -\frac{\mu}{2a} \tag{2.8}$$

dove a è il valore osculatore del semiasse maggiore, v è la velocità eliocentrica, T l'energia cinetica, U quella potenziale e r la distanza eliocentrica. μ rappresenta GM_s dove G è la costante di gravitazione universale e M_s la massa del Sole. Per una particella eiettata da una cometa a distanza r, la sua velocità relativa alla cometa causa un cambiamento nel semiasse maggiore pari a:

$$a_p = -\frac{2a^2}{\mu} V v_t + a \tag{2.9}$$

dove a_p è il semiasse maggiore della particella immediatamente dopo l'espulsione e si assume che $2Vv_t/\mu << 1$. La variazione nel semiasse maggiore, e dunque nell'energia,

dipende dalla componente della velocità del meteoroide espulso parallela al vettore velocità della cometa. Il massimo cambiamento nel semiasse maggiore si ha quando V è massimo, cioè al perielio.

È possibile riscrivere la precedente equazione utilizzando la terza legge di Keplero e definire il cambiamento frazionale del periodo di rivoluzione per una velocità di espulsione come:

$$\frac{dP}{P} = \frac{3a}{\mu} V v_t \tag{2.10}$$

La variazione di ognuno degli altri elementi orbitali è legata alla velocità di espulsione, ma in una maniera più complessa e, inoltre, è dipendente da ogni altra componente. Pecina e Simek hanno descritto tali parametri, ma in questa analisi vengono proposti solo quelli di interesse fisico [2.12].

Il cambiamento nella longitudine del nodo ascendente Ω è:

$$\Delta\Omega = \frac{\sqrt{a\left(1-e^2\right)}\sin\left(\theta+\omega\right)}{\mu^{\frac{1}{2}}\left(1+e\cos\theta\right)\sin i} v_n \tag{2.11}$$

dove θ è l'anomalia vera, ω l'argomento del perielio e i l'inclinazione dell'orbita iniziale.

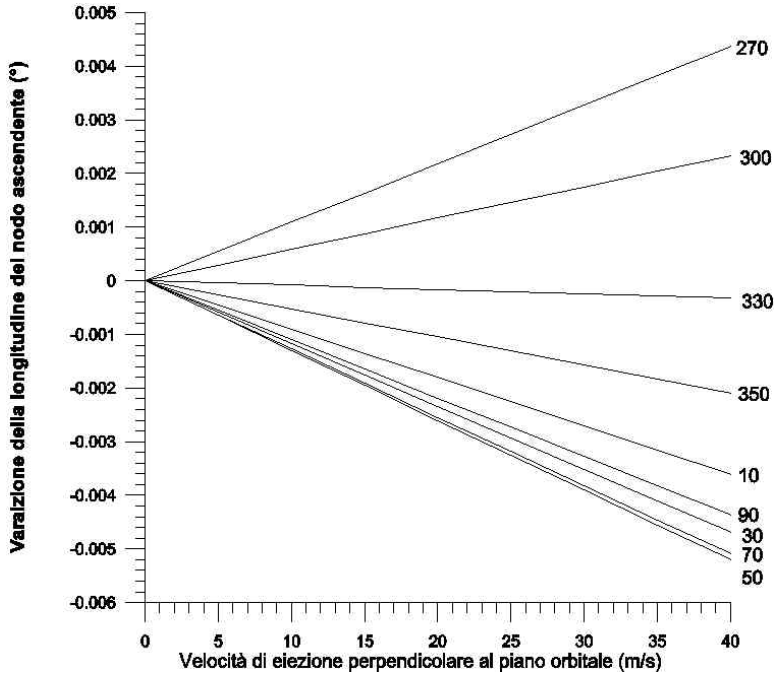

Figura 2.5 *- Variazione della longitudine del nodo ascendente Ω per espulsioni dalla cometa Thatcher come funzione della componente normale della velocità di eiezione v_n a differenti valori dell'anomalia vera da 270° a 90°.*

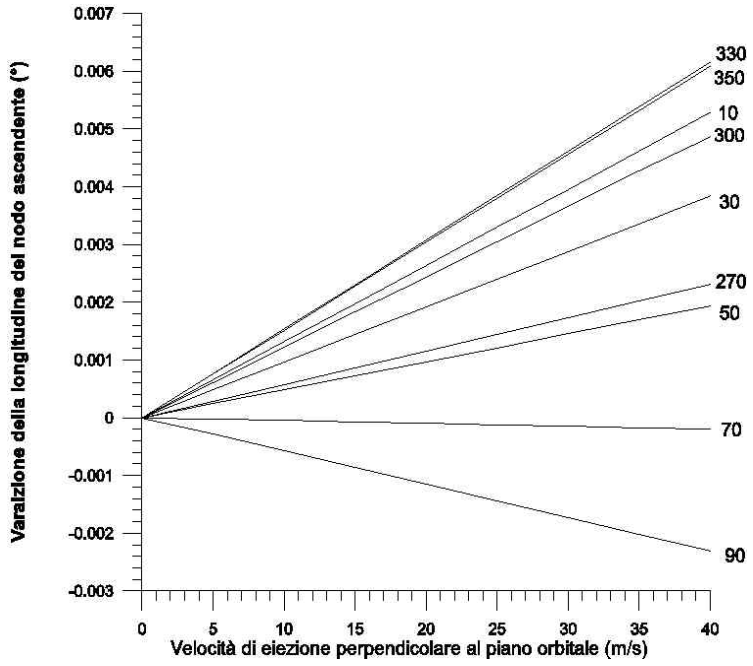

Figura 2.6 *- Variazione della longitudine del nodo ascendente Ω per espulsioni dalla cometa Halley come funzione della componente normale della velocità di eiezione v_n a differenti valori dell'anomaloa vera da 270° a 90°.*

Affinché un meteoroide intersechi l'orbita terrestre, il suo raggio nodale, cioè il punto dove interseca l'eclittica, deve essere alla distanza di circa 1 UA dal Sole. Questa condizione è:

$$\frac{a\left(1-e^2\right)}{1\pm e\cos\omega}=\mathrm{Re} \tag{2.12}$$

dove Re è il raggio dell'orbita terrestre a $\lambda(\Omega,\ \Omega+180°)$, il valore negativo nel denominatore della precedente equazione è per il nodo discendente e quello positivo per il nodo ascendente dove $\lambda = \Omega + 180°$. Tipiche velocità di eiezione dell'ordine di 10-20 m/s nel piano orbitale producono cambiamenti nel raggio nodale discendente di meno di 10^{-3} UA, mentre solo maggiori velocità, vicine ai 40 m/s, causano variazioni di un ordine superiore e cioè 0.01 UA.

2.5 Forze agenti sul meteoroide dopo l'eiezione

Per capire come si distribuisce la materia nel Sistema Solare è interessante analizzare le forze che intervengono nella dinamica dei meteoroidi [2.13]. Immediatamente dopo l'eiezione, l'orbita iniziale vista nel paragrafo precedente è modificata da numerose forze [2.14]. In totale, la forza agente su un meteoroide di circa 10^{-5} g o maggiore dopo l'eiezione è data da:

$$F=\frac{-GM}{|r|^2}mr+\sum_{i=1}^{9}Gm\left[\frac{m_i}{|r-r_i|^3}\left(r-r_i\right)+\left(\frac{m_iM_s}{M_s+m_i}\right)\frac{r_i}{|r_i|^3}\right]+$$
$$+\frac{SA}{c}r-\frac{SA}{c^2}\left(2V_r-V_t\right)+\frac{8\pi s^2}{3c}\sigma T^4\frac{\Delta T}{T}\cos\zeta \tag{2.13}$$

dove la somma è su tutti i pianeti da Mercurio a Plutone, r il raggio vettore dal Sole al meteoroide in UA, r_i e m_i sono il raggio vettore e la massa del pianeta i-esimo, M_s la massa del Sole, m quella del meteoroide, S è il flusso solare alla distanza r dal Sole e vale $S = 1.37/r^2$ in unità di kW m^{-2}, A è l'area della sezione d'urto del meteoroide

relativa alla direzione solare, c la velocità della luce, V_r e V_t sono rispettivamente la velocità eliocentrica radiale e trasversale del meteoroide, s è il raggio fisico del meteoroide, σ la costante di Stefan-Boltzmann, T è la temperatura media del meteoroide, ΔT è la differenza di temperatura tra le due facce del meteoroide e ζ l'obliquità dell'asse di rotazione del meteoroide relativa alla direzione normale dell'orbita.

L'equazione precedente è composta di sei termini, ognuno dei quali rappresenta una forza fisica ben distinta agente sul meteoroide, la cui importanza relativa diminuisce procedendo da sinistra a destra.

Il primo termine rappresenta l'attrazione radiale del Sole ed è di gran lunga la forza più forte agente sul meteoroide. Il moto del corpo è definito in termini eliocentrici, così il moto è eccellentemente approssimabile ad un sistema a due corpi, Sole-meteoroide.

Il secondo termine consiste in una somma della attrazione gravitazionale diretta di ognuno dei pianeti. I termini specifici dipendono dall'estensione dell'orbita del meteoroide, ma tipicamente Giove e/o Saturno dominano.

Il terzo termine è spesso riferito a perturbazioni planetarie indirette o al termine di correzione del baricentro. Questa forza è l'analogo della forza centrifuga in un moto circolare uniforme ed è dovuta puramente ad una scelta di un sistema di coordinate non inerziali. Fisicamente, il meteoroide non si muove intorno al Sole, ma piuttosto intorno al centro di massa del Sistema Solare. Questo punto, chiamato baricentro, è lievemente spostato dal centro del Sole, a causa, in primo luogo, dell'attrazione di Giove e, secondariamente, da quella di Saturno. Esso si muove rispetto al centro solare dipendendo dalla posizione dei pianeti maggiori. Come risultato, gli elementi orbitali eliocentrici sembrano oscillare in relazione diretta all'accelerazione del baricentro relativa al centro del Sole. Questa forza diventa maggiormente significante per oggetti con orbite estremamente eccentriche vicino all'afelio, dato che la forza è dipendente dalla distanza del meteoroide dal Sole e dunque presenta un effetto maggiore quando l'oggetto è più lontano da tale stella e, cioè, quando ha l'energia potenziale più alta. L'importanza relativa di questo effetto diminuisce quando l'oggetto si muove verso l'interno del sistema e diventa pressoché insignificante quando l'oggetto è all'interno dell'orbita di Giove. Le perturbazioni indirette sono dunque tipicamente più piccole degli effetti delle perturbazioni dirette a distanza di 1-2 UA dai pianeti maggiori.

Chambers ha discusso il ruolo di perturbazioni indirette nel mantenere un comportamento risonante nelle orbite delle comete di tipo Halley [2.15].

Il quarto termine dell'equazione (2.13) è dovuto alla pressione di radiazione solare. I fotoni provenienti dal Sole trasportano con loro un momento. Quando il meteoroide assorbe i fotoni solari incidenti, rimuove il momento da tale fascio di particelle. Questa variazione nel momento del fascio, cioè una forza, dal punto di vista del meteoroide, agisce sul corpo in proporzione diretta all'area della superficie geometrica esposta e alla sua efficienza scatteratrice. Per una particella perfettamente assorbente, l'efficienza scatteratrice vale uno e generalmente è il valore che viene utilizzato nei calcoli. La forza agisce radialmente in direzione opposta al Sole dato che il momento del fotone assume virtualmente tale direzione e tende a spingere la materia ai confini del Sistema Solare.

Dato che tale forza radiale decresce come $1/r^2$, come l'attrazione gravitazionale centrale del Sole, è spesso inclusa con il termine di forza centrale. Più specificatamente, è normale riferirsi al rapporto tra forza di radiazione e di gravità come $\beta = F_r/F_g$ o $\beta = 5.7 \times 10^{-6}/\rho s$, dove ρ è la densità di massa del meteoroide e s il raggio in metri. In tale maniera è possibile considerare insieme la forza di radiazione e di gravità come:

$$\vec{F} = GM\left(1-\beta\right)\frac{\vec{r}}{\left|\vec{r}\right|^3} \tag{2.14}$$

che rivela chiaramente che l'effetto della pressione di radiazione è equivalente a una diminuzione della forza centrale, che può essere causata ad esempio da un'effettiva diminuzione della massa solare. La pressione di radiazione, cioè la forza radiativa dominante per i meteoroidi che andremo ad indagare, agisce immediatamente dopo l'eiezione. Per tale motivo finché il meteoroide mantiene la sua velocità, è facile mostrare, partendo da considerazioni energetiche, che un'orbita legata prima dell'eiezione, può diventare successivamente slegata a causa dell'anomalia vera θ se la condizione:

$$\beta \geq \frac{1-e^2}{2\left(1+e\cos\theta\right)} \tag{2.15}$$

è verificata. Così, il valore di β che è richiesto ad un'orbita molto eccentrica, cioè con e tendente a 1, per diventare slegata è abbastanza basso, molto meno di uno. Per eiezioni che avvengono al perielio, quando cioè il meteoroide e il corpo progenitore si muovono alla loro maggior velocità relativa al Sole e l'energia del corpo è principalmente quella cinetica, un meteoroide delle Orionidi o Eta-Aquaridi è slegato per $\beta > 0.01$, mentre per uno delle Liridi il valore è solo $\beta > 0.1$.

Il quinto termine della (2.13) è dovuto all'emissione di radiazione del meteoroide. Quando la radiazione investe il meteoroide, essa è riemessa isotropicamente. Tuttavia, dato che il meteoroide si muove ad una velocità non nulla rispetto al Sole, la radiazione emessa in direzione del moto è spostata per effetto Doppler verso il blu relativamente alla radiazione emessa in direzione opposta al moto. Come risultato, la forza comunicata alla particella dalla luce spostata verso il blu, che ha un momento maggiore di quella spostata verso il rosso, agisce in direzione opposto al vettore velocità istantanea, e agisce frenando la particella. Questa forza è chiamata effetto Poynting-Robertson [2.14].

Dall'equazione emerge chiaramente che l'effetto Poynting-Robertson è dell'ordine di v/c, tipicamente circa 10^{-4}, relativamente alla pressione di radiazione. Per tale motivo risulta trascurabile per quanto riguarda la dinamica di particelle nel caso di brevi intervalli di tempo o per i meteoroidi più grandi. L'effetto Poynting-Robertson diventa rilevante solamente per lunghi intervalli di tempo, rimuovendo il momento e l'energia da i piccoli meteoroidi, dell'ordine del micron, in modo tale che l'orbita si circolarizza e il semiasse maggiore diminuisce, permettendo alle particelle di muoversi all'interno di regimi dove altri effetti dinamici, come le risonanze planetarie, possono avere effetto [2.16].

L'ultimo termine dell'equazione è il più difficile da misurare fisicamente e la sua importanza relativa è stata discussa per molto tempo [2.17]. Tale forza risulta generata dall'asimmetria nella reirradiazione dell'energia termica assorbita da parte di un corpo rotante esposto alla radiazione solare. La parte più calda dell'oggetto cosmico irradia maggiore energia rispetto alla parte più fredda. A seconda dell'orientazione dell'asse di rotazione e del senso di spin, lo squilibrio dell'emissione di radiazione può indurre una forza, che agisce sul meteoroide in una particolare direzione. Come risultato, a differenza della pressione di radiazione o dell'effetto Poynting-Robertson, questa forza, chiamata effetto Yarkovsky-Radzievskii, è diffusa in natura e porta ad un cammino

casuale nel moto perturbato del meteoroide. La direzione nella quale la forza agisce dipende dall'orientazione dell'asse di rotazione. Nessuna di queste quantità è conosciuta con un grado elevato di precisione per meteoroidi tipici. Come risultato, è possibile che nei casi estremi di oggetti rotanti lentamente, la forza esercitata dall'effetto Yarkovsky possa essere 10^3-10^4 volte rispetto alla forza prodotta dall'effetto Poynting-Robertson. Tuttavia la direzione casuale della forza nell'effetto Yarkovsky attenua il suo ruolo rispetto alla forza più piccola ma unidirezionale dell'effetto Poynting-Robertson. L'effetto Yarkovsky è ancora solamente una frazione percentuale della pressione di radiazione per un meteoroide delle dimensioni studiate in questo lavoro. Tale effetto diventa importante per lunghi periodi e per corpi molto grandi [2.18]. Tuttavia, a seconda delle dimensioni e delle masse delle particelle che compongono la materia interplanetaria, i rapporti tra questi tipi di forze possono variare, contribuendo così alla distribuzione dei meteoroidi all'interno del Sistema Solare. L'effetto Poynting-Robertson è importante per particelle di dimensioni che vanno da circa un millesimo di millimetro fino a qualche centimetro, mentre per corpi di dimensioni tra 0.1 e 100 metri è invece l'effetto Yarkovsky a diventare predominante.

L'azione di queste forze è determinante nel descrivere l'evoluzione degli sciami meteorici in relazione alla vita dei loro corpi progenitori. Si possono evidenziare quattro stadi che rappresentano momenti diversi nell'evoluzione degli sciami:

1. il primo è caratterizzato da una breve attività, che ha un andamento asimmetrico rispetto alla posizione del corpo progenitore (come, per esempio, le Draconidi e le Leonidi);
2. nel secondo, la corrente delle particelle si estende lungo tutta l'orbita della cometa: la sezione del flusso è ancora ristretta e con un radiante ben definito (è il caso delle Quadrantidi e delle Perseidi);
3. il terzo presenta tutte le caratteristiche di un vecchio sciame omogeneo, la cui attività è meno pronunciata ed il radiante più disperso;
4. nel quarto stadio evolutivo, la corrente di particelle è più diffusa a causa dell'influenza, sempre maggiore, di forze dispersive ed il corpo progenitore non si comporta più come una sorgente di meteoroidi perché di quest'ultimo è rimasta ormai solo la parte più compatta del nucleo (come si presume sia il caso delle Geminidi). In quest'ultimo stadio della sua storia, lo sciame transita lentamente alla

fase delle meteore a carattere sporadico e il radiante non è più localizzabile in quanto è divenuto molto disperso.

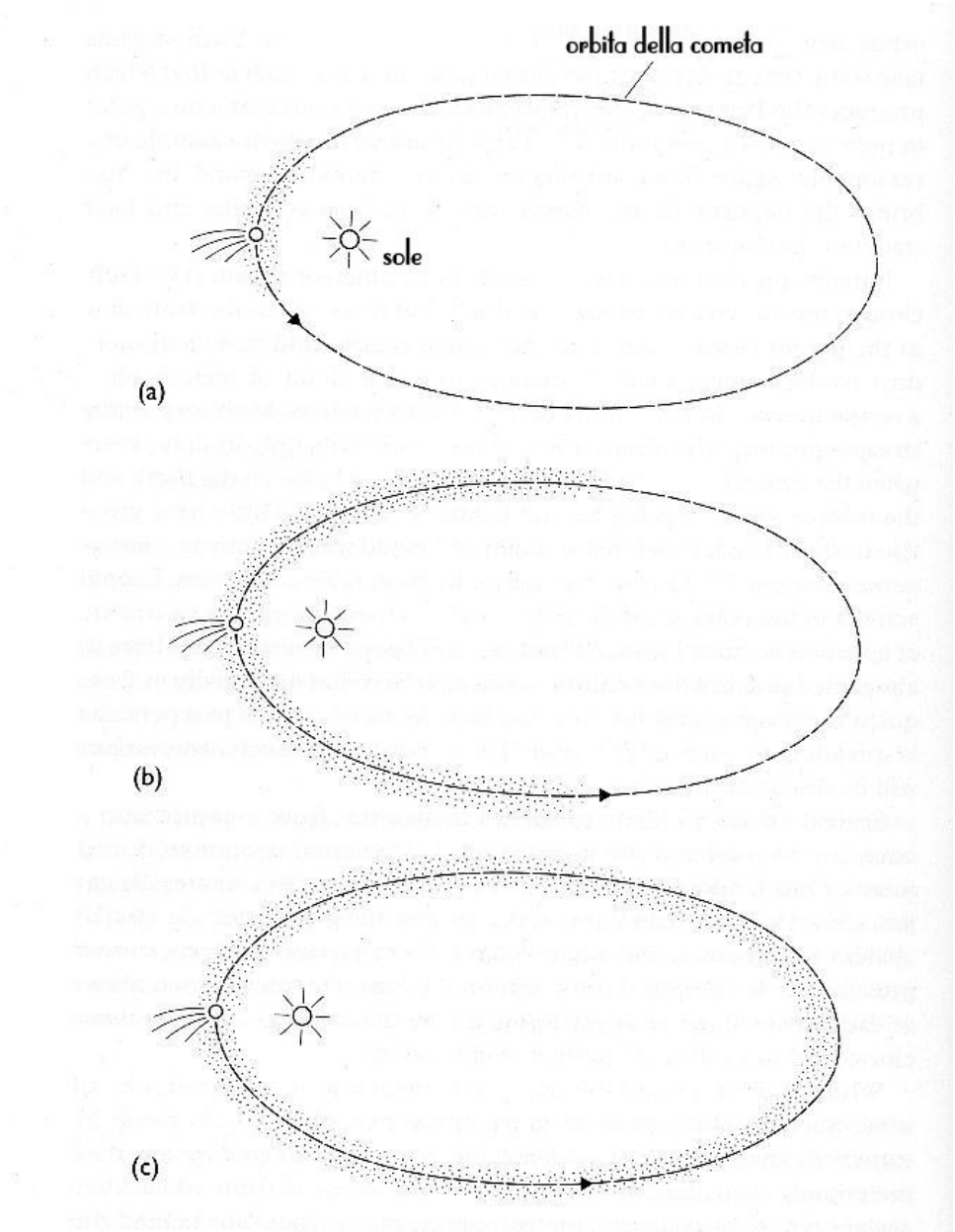

Figura 2.7 *- L'evoluzione nel tempo di uno sciame meteorico. Inizialmente, (a) i meteoroidi sono concentrati vicino alla cometa genitrice. Gradualmente (b) il flusso si distribuisce davanti e dietro alla cometa finché, eventualmente, i meteoroidi viaggianti con la cometa incontrano quelli precedenti ad essa e completano l'anello (c).*

Bibliografia

[2.1] Williams I.P.: The dynamic of Meteoroid Streams, in *Meteoroids and Their Parent Bodies*, eds. J. Stohl e I.P. Williams, Astronomical Institute Slovak Academy Sciences, p. 31-40, (1993)

[2.2] Ceplecha Z., Borovicka J., Elford W.G., Revelle D.O., Hawkes R.L., Porubcan V., Simek M.: Meteor Phenomena and Bodies, Space Science Review, **84**, p. 327-471, (1998)

[2.3] Steel D.: Meteoroid Streams, in *Asteroids, Comets, Meteors*, eds. A. Milani et al., IA.U., p. 111-126, (1994)

[2.4] Greenberg J.M., Hage J.I.: From Interstellar Dust to Comets: A Unification of Observational Constraints, *Astrophysical Journal*, **361**, p. 260-274, (1990)

[2.5] Weidenschilling S.J.: Formation processes and time scales for meteorite parent bodies, in *Meteorites and the Early Solar System*, eds. J.F. Kerridge and M.S. Matthews, University of Arizona, p. 348-375, (1988)

[2.6] Whipple F.L.: A comet model II. Physical relations for comet and meteors, *Astronomical Journal*, **113**, p. 464-474, (1951)

[2.7] Finson M.L., Probstein R.F.: A theory of dust comets. I. Model and equations, *Astrophysical Journal*, **153**, p. 353, (1968)

[2.8] Crifo J.F., Rodionov A.V.: Modelling the circumnuclear Coma of Comets: Objectives, Methods and Recent Resulting, (1999)

[2.9] Jones J.: The ejection of meteoroids from comets, *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, **275**, p. 773-780, (1995)

[2.10] Gustafson B.A.S.: Comet Ejection and Dynamics of Nonspherical dust Particles and meteoroids, *Astrophysical Journal*, **337**, p. 945-949, (1989)

[2.11] Plavec M.: On the Origin and Early Stages of the Meteor Streams, *Czechoslovak Academy of Sciences*, Publication No. 30, Prague, (1957)

[2.12] Pecina P., Simek M.: The orbital elements of a meteoroid after its ejection from a comet, *Astronomy & Astrophysics*, **317**, p. 594-600, (1997)

[2.13] Foschini L., Carbognani A.: Meteore dalle stelle cadenti alla catastrofe di Tunguska, *Le Nuove Tessere*, CUEN, (1999)

[2.14] Burns J.A., Lamy P.L., Soter S.: Radiation forces on small particles in the solar system, *Icarus*, **40**, p. 1, (1979)

[2.15] Chambers J.E.: The long term dynamical evolution of comet Swift-Tuttle, *Icarus*, **114**, p. 372-386, (1995)

[2.16] Liou J-C., Zook H.: Evolution of Interplanetary Dust Particles in Mean Motion Resonances with Planets, *Icarus*, **128**, p. 354, (1997)

[2.17] Olsson-Steel D.: The dispersal of meteoroid streams by radiative effects, in *10th European Regional Astronomy Meeting of the IA.U.*, Prague, Czechoslovakia, August 24-29, p. 157-161, (1987)

[2.18] Bottke W., Rubincam D.L., Burns J.A.: Dynamical Evolution of Meteoroids via the Yarkovsky Effect, *American Astronomical Society*, DPS meeting #30, (1998)

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 meteoroide 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*).

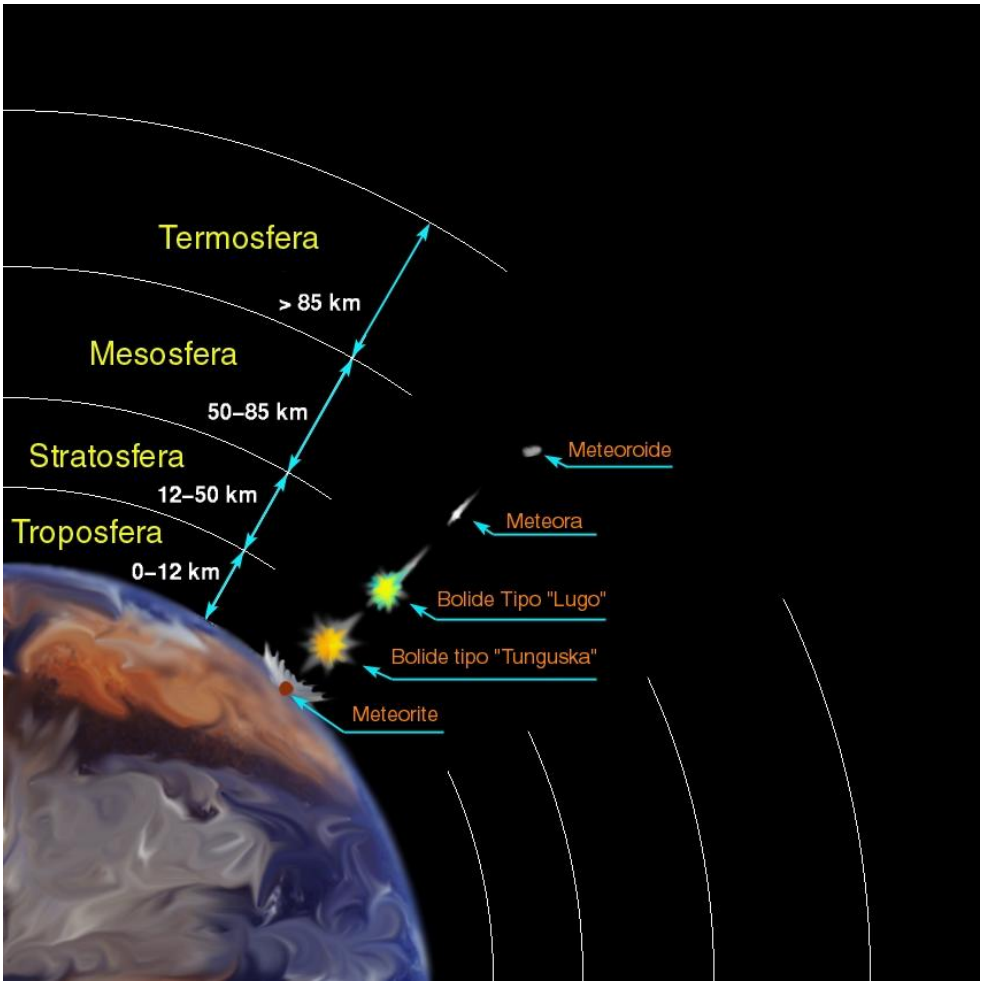

Figura 3.1 *- Rappresentazione degli strati atmosferici e relazione con il fenomeno meteorico.*

3.2 La fisica del fenomeno meteorico

Quando un meteoroide 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 meteoroide 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 meteoroide, 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 meteoroide 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 meteoroide 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 meteoroide si uguagliano;

4. zona di stagnazione: è una regione posta dietro al meteoroide contenente un gas rarefatto costituito da molecole evaporate dal meteoroide, 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.

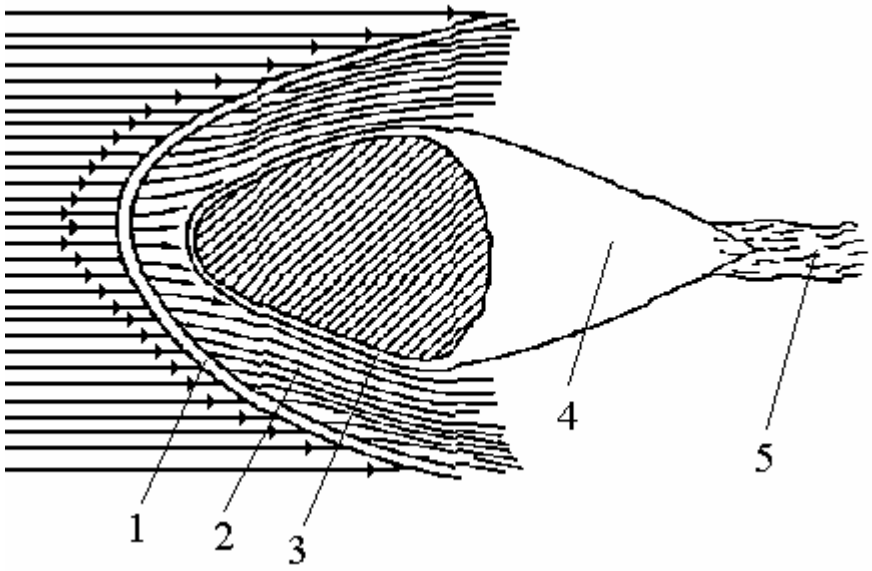

Figura 3.2 *- Elementi principali dell'onda d'urto: 1. fronte d'onda; 2. strato compresso; 3. strato limite; 4. zona di stagnazione; 5. scia.*

La semplice teoria fisica che descrive l'evolversi di un meteoroide 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 meteoroide 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 meteoroide lungo la propria traiettoria, alla velocità v in un tempo dt è $S\rho vdt$. Così otteniamo l'equazione [3.5]:

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

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 meteoroide 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 meteoroide o alla vaporizzazione delle molecole dal meteoroide 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 meteoroide 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 meteoroide 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 meteoroide in unità di energia, allora l'equazione di perdita di massa si scrive come:

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

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 meteoroide 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 meteoroide stesso e parte convertita in radiazione, mediante ionizzazione di atomi e molecole sia del meteoroide 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:

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

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 meteoroide.

Atomi e molecole atmosferiche e meteoriche si eccitano e ionizzano durante le collisioni anelastiche fra atomi vaporizzati del meteoroide 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:

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

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

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = D\nabla^2 n_e \tag{3.5}$$

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]:

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

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

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

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

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

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]:

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

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].

$$X^+ + O_2 + M \rightarrow XO_2^+ + M \qquad (\beta_R = 2.5 \cdot 10^{-30}\ \mathrm{cm^3/s}) \tag{3.10}$$

$$X^+ + O_3 \rightarrow XO^+ + O_2 \qquad (\beta_R = 4.0 \cdot 10^{-10}\ \mathrm{cm^3/s}) \tag{3.11}$$

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.

$$XO_2^+ + e^- \rightarrow X + O_2 \qquad (\beta_{RD} = 1.0 \cdot 10^{-6}\ cm^3/s) \qquad (3.12)$$

$$XO^+ + e^- \rightarrow X + O \qquad (\beta_{RD} = 5.0 \cdot 10^{-7}\ cm^3/s) \qquad (3.13)$$

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].

$$O_2^+ + e^- \rightarrow O + O \qquad \left(\beta_{RD} = 2.0 \cdot 10^{-7} cm^3/s\right) \qquad (3.14)$$

$$NO^+ + e^- \rightarrow N + O \qquad \left(\beta_{RD} = 4.5 \cdot 10^{-7} cm^3/s\right) \qquad (3.15)$$

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

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

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]

$$e^- + O \rightarrow O^- + h\upsilon \qquad (\beta_A = 1.3 \cdot 10^{-15}\ cm^3/s) \tag{3.17}$$

$$e^- + O_2 \rightarrow O_2^- + h\upsilon \qquad (\beta_A = 2.0 \cdot 10^{-18}\ cm^3/s) \tag{3.18}$$

$$e^- + O_3 \rightarrow O^- + O_2 \qquad (\beta_A = 1.6 \cdot 10^{-30}\ cm^3/s) \tag{3.19}$$

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

$$e^- + O + M \rightarrow O^- + M \qquad (\text{con } M = N_2 \text{ o } O_2) \tag{3.20}$$

$$e^- + O_2 + O_2 \rightarrow O_2^- + O_2 \qquad (\beta_A = 1.6 \cdot 10^{-30}\ cm^3/s) \tag{3.21}$$

$$e^- + O_2 + N_2 \rightarrow O_2^- + N_2 \qquad (\beta_A = 1.0 \cdot 10^{-30}\ cm^3/s) \tag{3.22}$$

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].

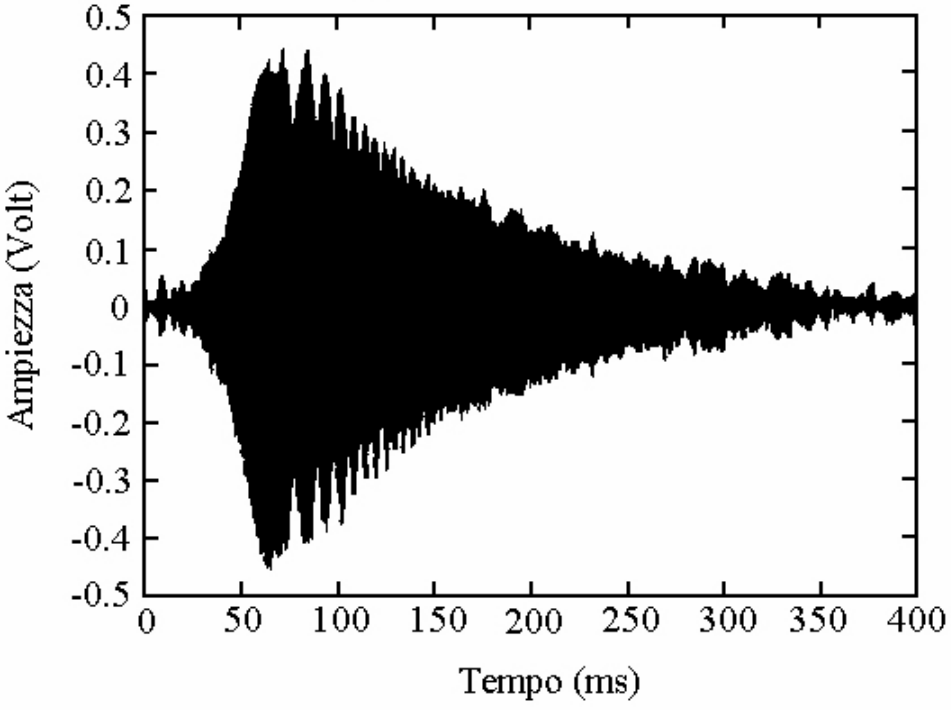

Figura 3.3 *- Profilo tipico di un eco radar di una traccia ipodensa.*

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.

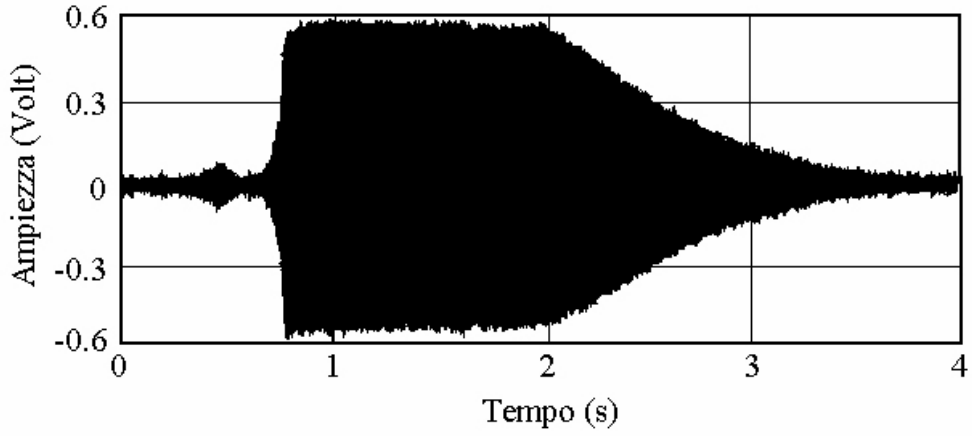

Figura 3.4 *- Profilo tipico di un eco radar di una traccia iperdensa.*

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)

CAPITOLO 4

IL RADAR METEORICO

Meteore, bolidi, meteoriti rivestono un grande fascino e, se investigati con le tecniche della scienza contemporanea, possono dare informazioni cruciali sulla struttura dinamica, la storia e l'origine del nostro Sistema Solare. Sono anche fenomeni che, diversamente dagli impatti catastrofici (e per fortuna!), a ciascuno di noi capita prima o poi di osservare in prima persona, in una notte serena oppure durante una visita a un museo di storia naturale. Capirli dal punto di vista scientifico non toglie certamente nulla al godimento estetico (e neppure, nei casi estremi, al timore) che essi possono suscitare.

Paolo Farinella

4.1 La finestra radar

Generalmente lo studio delle onde elettromagnetiche può essere affrontato da due diversi punti di vista: attraverso la teoria ondulatoria oppure con quella quantistica. I parametri fondamentali che descrivono le onde elettromagnetiche sono la lunghezza d'onda λ, la frequenza υ e l'energia associata E, legate fra loro dalle seguenti relazioni:

$$c = \lambda \cdot \upsilon \tag{4.1}$$

$$E = h \cdot \upsilon \tag{4.2}$$

dove c è la velocità della luce che nel vuoto vale circa $3 \cdot 10^8$ m/s, mentre in un mezzo generico assume il valore $c_{mezzo} = \frac{c}{n}$, dipendente dall'indice di rifrazione del mezzo stesso n; h è la costante di Plank il cui valore è circa $6.6 \cdot 10^{-34}$ J·s.

La distribuzione delle energie di radiazione può essere rappresentata sia in funzione della lunghezza d'onda che della frequenza in un grafico noto come spettro elettromagnetico.

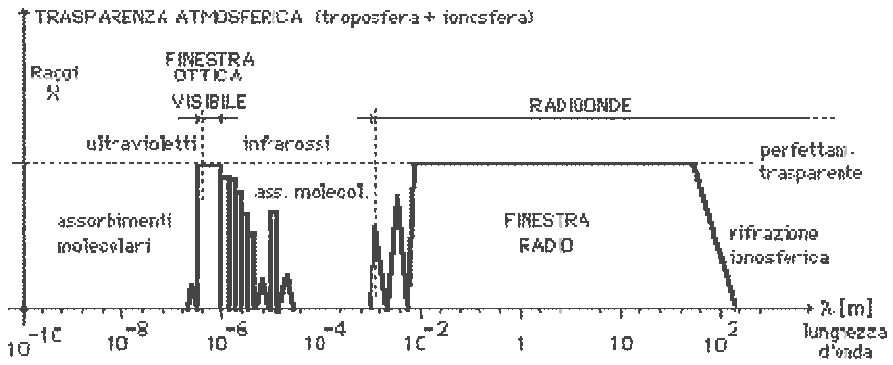

Figura 4.1 *- La trasparenza atmosferica (troposfera e ionosfera) alle varie lunghezze d'onda.*

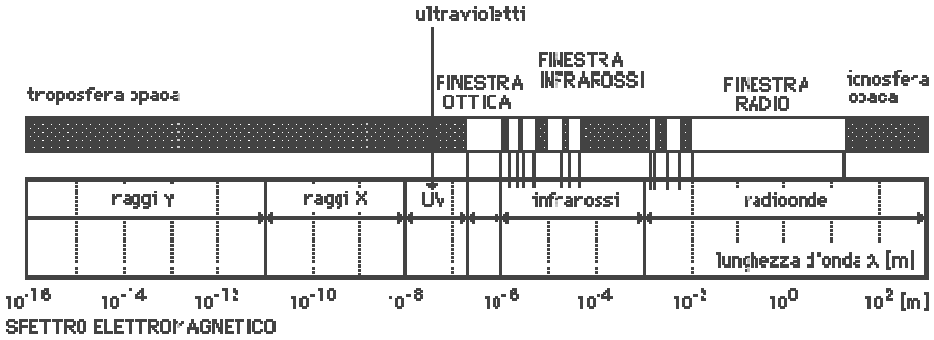

Figura 4.2 *- Visione d'insieme dello spettro elettromagnetico in base alla lunghezza d'onda.*

Tale spettro è stato arbitrariamente suddiviso in regioni o intervalli cui sono stati attribuiti nomi descrittivi. All'estremo più energetico (alte frequenze, piccole lunghezze d'onda) ci sono i raggi gamma e i raggi X (le cui lunghezze d'onda sono usualmente misurate in angstroms [Å] dove 1 Å = 10^{-10} m). La radiazione ultravioletta si estende da circa 300 Å a circa 4000 Å. Per le regioni centrali dello spettro è invece più opportuno utilizzare il micron (μm) come unità di misura. La regione visibile occupa quindi l'intervallo fra 0.4 e 0.7 μm o quello equivalente da 4000 a 7000 Å; quella infrarossa è invece compresa fra 0.7 e 100 μm. Per gli intervalli di lunghezze d'onda maggiori si passa dai mm ai metri e tale regione corrisponde alle bande radio.

DENOMINAZIONE		SIGLA	FREQUENZA	LUNGHEZZA D'ONDA
FREQUENZE ESTREMAMENTE BASSE		ELF	0 - 3kHz	> 100Km
FREQUENZE BASSISSIME		VLF	3 - 30kHz	100 - 10Km
RADIOFREQUENZE	FREQUENZE BASSE (ONDE LUNGHE)	LF	30 - 300kHz	10 - 1Km
	MEDIE FREQUENZE (ONDE MEDIE)	MF	300kHz - 3MHz	1Km - 100m
	ALTE FREQUENZE	HF	3 - 30MHz	100 - 10m
	FREQUENZE ALTISSIME (ONDE METRICHE)	VHF	30 - 300MHz	10 - 1m
MICROONDE	ONDE DECIMETRICHE	UHF	300MHz - 3GHz	1m - 10cm
	ONDE CENTIMETRICHE	SHF	3 - 30GHz	10 - 1cm
	ONDE MILLIMETRICHE	EHF	30 - 300GHz	1cm - 1mm

Tabella 4.1 *- Suddivisione dello spettro radio in varie sottoclassi.*

Le frequenze che possono essere utilizzate dal radar sono comprese generalmente in un intervallo che va da 3 MHz a 300 GHz. La determinazione di tale intervallo è limitata da alcuni problemi di carattere tecnologico ed altri legati alla natura del mezzo in cui si propagano le onde. Il ricorso alle frequenze più basse dell'intervallo, infatti, è limitato essenzialmente dall'ingombro delle strutture radianti. Ad esempio ad 1 MHz un dipolo di mezza lunghezza d'onda avrebbe delle dimensioni di 75 m, rendendo impossibile la costruzione di antenne ad alto guadagno. Inoltre, la ionosfera è un forte diffusore di basse frequenze e dà origine ad echi indesiderati; poiché la ionosfera non è un mezzo statico, questi si possono confondere con bersagli in movimento. Inoltre, elevate lunghezze d'onda comportano piccole variazioni in frequenza difficili da misurare se il segnale viene diffuso da un oggetto in movimento (effetto Doppler). Infine, si devono ricordare molti problemi logistici, quali le difficoltà nell'ottenere una

licenza di trasmissione ed il reperimento di un canale radio libero adatto. Il fondo, in aggiunta, presenta livelli di rumore generalmente alti. Alle frequenze più alte, invece, i problemi sono di norma connessi con l'assorbimento di energia da parte degli strati atmosferici, anche se esistono varie bande dove l'assorbimento atmosferico è meno accentuato, come a 35 GHz e vicino a 94 GHz.

La scelta della frequenza da utilizzare nella ricerca radar deve soddisfare principalmente due requisiti:

1. si devono utilizzare frequenze basse in quanto la potenza ricevuta dipende dal quadrato della lunghezza d'onda a meno della sezione d'urto radar dipendente anch'essa dalla lunghezza d'onda, mentre il rumore cresce col quadrato della stessa;
2. non è consigliabile scendere sotto i 30 MHz per non incorrere, come già detto, nei forti disturbi provocati dalla propagazione ionosferica.

Una frequenza intorno ai 40 MHz soddisfa pienamente le condizioni richieste.

4.2 Il radar

Il radar utilizza onde radio per rilevare la presenza di oggetti e per trovare la loro posizione. La parola radar, per la prima volta usata dalla U.S. Navy nel 1940, deriva da *radio detection and ranging*, definizione che racchiude le due finalità di rilevazione e localizzazione. I radar attuali si sono evoluti e sono stati perfezionati per classificare o identificare bersagli, ma anche per ricreare le immagini degli oggetti, ad esempio la mappatura del territorio dai satelliti in orbita.

Il principio del radar è che un segnale radio inviato da un trasmettitore viene deviato da qualsiasi oggetto incontrato (terra, mare, navi, aerei, etc.). Una piccola quantità di energia viene perciò riflessa verso un ricevitore. Dopo l'amplificazione del segnale da parte del ricevitore, i segnali sono elaborati sia attraverso una metodologia software che elettronica, al fine di ricavare dalla totalità degli echi ricevuti quelli utili per gli scopi di ricerca.

Vi sono molteplici applicazioni per il radar. Viene utilizzato, infatti, per rilevare oggetti le cui dimensioni spaziano su di una scala che varia da pochi centimetri fino all'estensione di oggetti planetari.

APPLICAZIONI RADAR		
Civili	Terra	Controllo traffico aereo
		Controllo traffico navale
		Previsioni meteorologiche
		Autovelox
		Sistemi di allarmi di sicurezza
		Astronomia e Geofisica
		Misure industriali
	Mare	Navigazione
		Prevenzione collisioni
	Aria	Altimetria
		Navigazione
		Tempo meteorologico
	Spazio	Studio delle risorse terresti
		Controllo navette spaziali
		Mappatura di pianeti e corpi minori
Militari	Rilevamento	Forze nemiche ed alleate
	Inseguimento	Obbiettivi marini, terrestri, aerei o spaziali
	Guida	Sistemi di armi

Tabella 4.2 *- Applicazioni del rada, suddivise in civili e militari, con relative sottoclassi.*

Il radar meteorico può essere impiegato sia in campo geofisico, per quanto concerne l'analisi della fisica dell'alta atmosfera (studio di profili di densità e temperatura, venti, maree atmosferiche, onde di gravità, etc), sia in campo astronomico per lo studio della materia interplanetaria interagente con l'atmosfera stessa.

Tale radar può essere principalmente di due tipologie: *a back-scatter* (a retro-diffusione) e *a forward-scatter* (a diffusione in avanti).

Nel primo sistema il trasmettitore e il ricevitore sono localizzati nello stesso sito e dunque l'onda incidente e quella diffusa sono perpendicolari alla traccia meteorica. La richiesta a cui devono soddisfare le meteore per poter essere rivelate da un sistema a back-scatter è che la loro traccia sia tangente ad una sfera centrata sul radar. Dato che le tracce hanno un'estensione finita, alcune di esse non riescono a soddisfare la richiesta di

essere ortogonali alla linea di vista del radar ed in tal caso il segnale di ritorno sarà estremamente debole e difficilmente potrà essere rivelato. Quindi il radar riesce a "vedere" solo una frazione degli oggetti che transitano nel suo campo di vista, ossia solo quelli aventi il giusto orientamento.

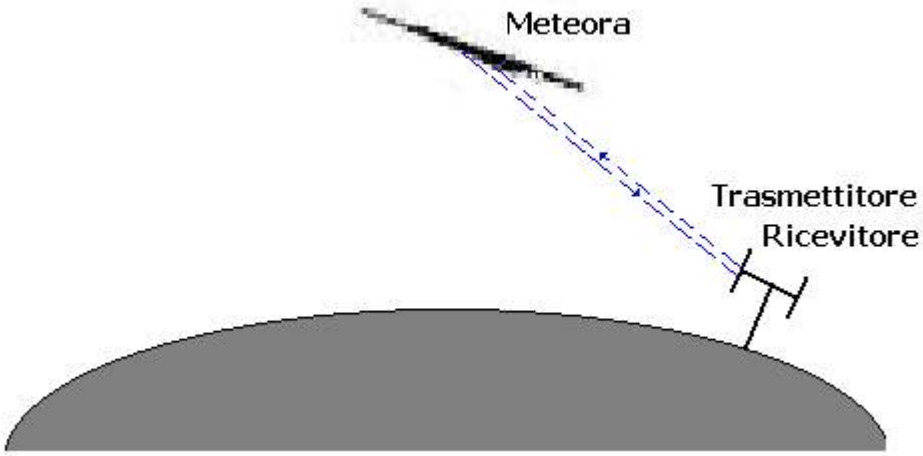

Figura 4.3 *- Schema di un radar meteorico a back-scatter.*

Nel caso del forward-scatter i due apparati sono dislocati in posti diversi e conseguentemente la diffusione è di tipo obliquo. La condizione che la traccia deve soddisfare perché si abbia la ricezione dell'eco radar non è più l'ortogonalità della traccia meteorica con la linea di vista del radar, come visto nel back-scatter, bensì è richiesto che il raggio incidente e quello riflesso formino angoli uguali con l'asse della traccia. Ciò si traduce nella condizione che la colonna di plasma deve essere tangente ad un'ellissoide nei cui fuochi si trovano il trasmettitore e il ricevitore. Inoltre è opportuno che la distanza tra ricevitore e trasmettitore sia sufficientemente elevata in modo che la curvatura terrestre impedisca ai due apparati di "vedersi" direttamente (in altre parole, il ricevitore deve essere oltre l'orizzonte radio del trasmettitore). Solo in questo modo il sistema sarà capace di rivelare la traccia ionizzata della meteora.

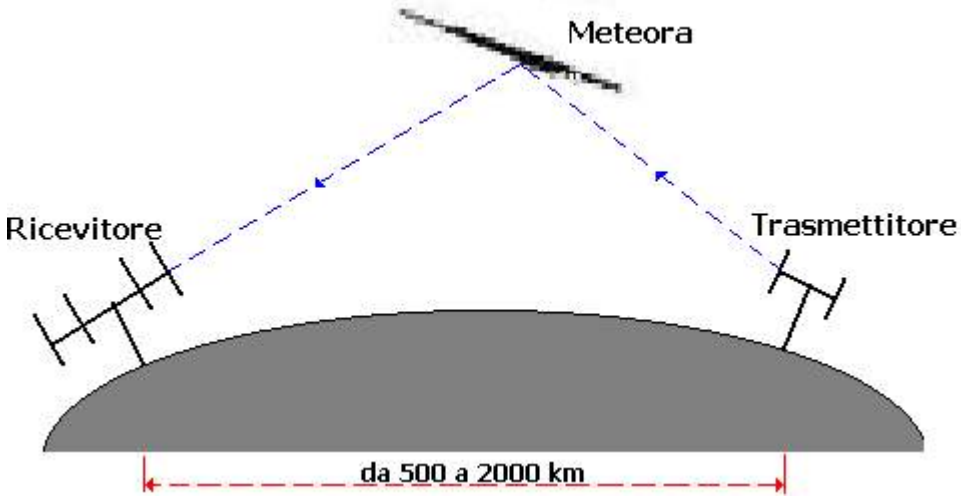

Figura 4.4 *- Schema di un radar meteorico a forward-scatter.*

Una differenza sostanziale fra i due sistemi sta quindi nel fatto che, mentre nei radar a back-scatter la stessa antenna viene utilizzata alternativamente dal circuito ricevente e da quello trasmittente, e quindi può usare solo onde pulsate, nei radar a forward-scatter, avendo apparati trasmittenti e riceventi separati, è opportuno operare in onda continua.

Bisogna dire che i sistemi radar a forward-scatter, sia in ambito civile che militare, non hanno avuto una diffusione così vasta come quelli a back-scatter, soprattutto a causa della complessa geometria del sistema per la localizzazione del bersaglio e della sincronizzazione fra trasmettitore e ricevitore necessaria per misurare la distanza dal bersaglio stesso [4.1]. La possibilità di avvalersi di un sistema a forward-scatter permette tuttavia di trarre ulteriori vantaggi rispetto al radar monostatico: innanzitutto non vi è il rischio di intercettare falsi bersagli posti a terra, come invece può avvenire nei sistemi monostatici; è possibile innalzare il tetto di osservazione delle meteore che, unito ad una maggiore persistenza dell'eco, porta al monitoraggio di una zona più estesa di atmosfera; si possono effettuare misure di concentrazione di ozono mesosferico e climatologia delle onde di gravità e dei moti atmosferici che influenzano nel tempo la distribuzione di costituenti minori nell'atmosfera media; costituisce una valida alternativa all'uso di satelliti per le comunicazioni al di sopra dell'orizzonte, attraverso l'impiego dei canali ionizzati lasciati dalle tracce meteoriche; infine non si è limitati dal traffico aereo, perciò si può far uso della tecnica ad onda continua che si rivela particolarmente consigliabile per la maggior sensibilità delle apparecchiature riceventi e

per l'uso di ristrette bande di frequenza con una conseguente riduzione del livello di rumore.

4.3 Caratteristiche del radar

È interessante ora approfondire alcune delle proprietà che descrivono la qualità dello strumento, come la precisione, la risoluzione, il tempo di integrazione e lo spostamento doppler.

Con il termine precisione generalmente si indica l'incertezza nella misurazione della distanza assoluta di un oggetto. Sembrerebbe intuitivo associare questa caratteristica alla nitidezza della forma dell'impulso, tuttavia si scopre che il fattore cruciale che determina la precisione è l'ampiezza di banda. Se si utilizzasse una sola frequenza la determinazione della posizione di un oggetto sarebbe approssimativa e produrrebbe delle inevitabili ambiguità, in quanto la misura della fase è periodica. Per ovviare a questo problema si utilizzano diverse bande di frequenza che migliorano la determinazione della misura. In prima approssimazione, una stima della larghezza di banda B è pari all'inverso della durata dell'impulso τ:

$$B \sim \frac{1}{\tau} \tag{4.3}$$

Ad esempio, un radar con frequenza di banda di 1 MHz che trasmette impulsi della lunghezza di 1 μs ha una precisione di 150 metri. Se questo stesso radar fosse concepito per avere una precisione di 15 cm, dovrebbe trasmettere impulsi con un periodo di 1 ns, che corrisponderebbe ad una ampiezza di banda di 1 GHz.

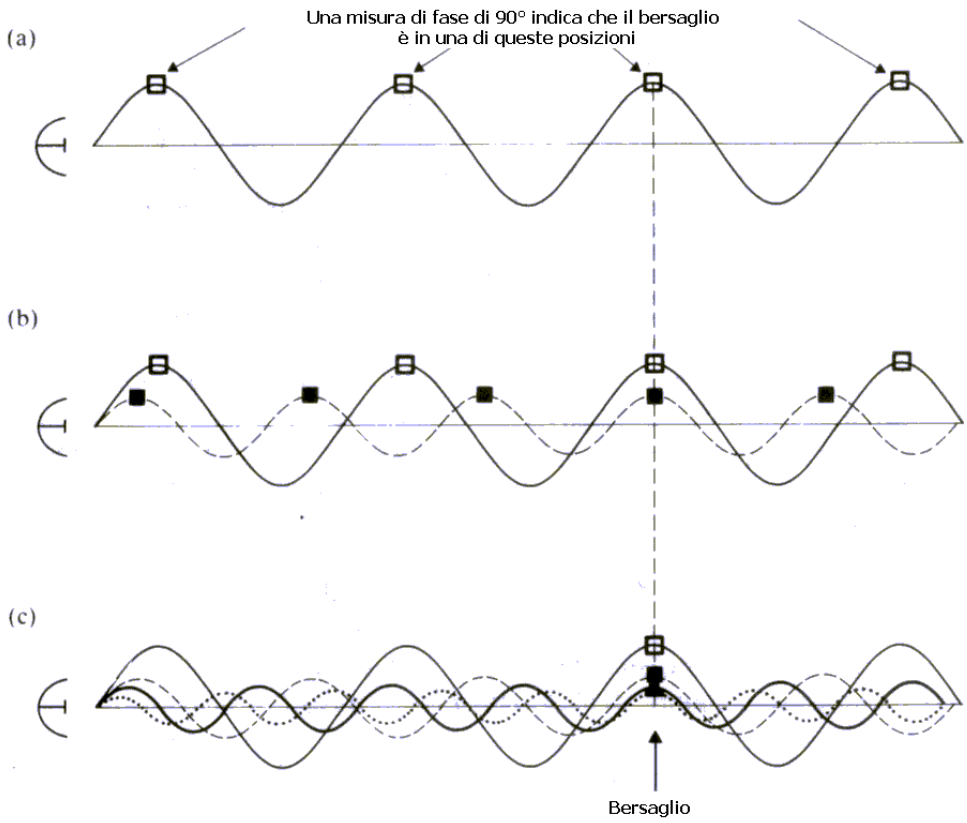

Figura 4.5 *- Precisione del range in funzione dell'ampiezza di banda. (a) con un'unica frequenza, la precisione del bersaglio è scarsa e ambigua; (b) con due frequenze, la precisione e l'ambiguità migliorano (c) utilizzando più ampiezze di banda, le ambiguità vengono eliminate e la precisione aumenta ulteriormente.*

Un altro fattore in grado di alterare la precisione delle misure è il rapporto segnale-rumore in quanto il rumore può modificare negativamente la forma dell'impulso.

Con risoluzione si indica invece quanto devono essere distanti spazialmente due bersagli per poter essere discriminati dallo strumento. È possibile distinguere due echi separati se il ritardo di tempo tra gli echi provenienti da due oggetti è maggiore della durata dell'impulso τ. Il criterio che stabilisce la risoluzione spaziale ΔR fra due oggetti è dato dall'espressione

$$\Delta R \geq \frac{c\tau}{2} \tag{4.4}$$

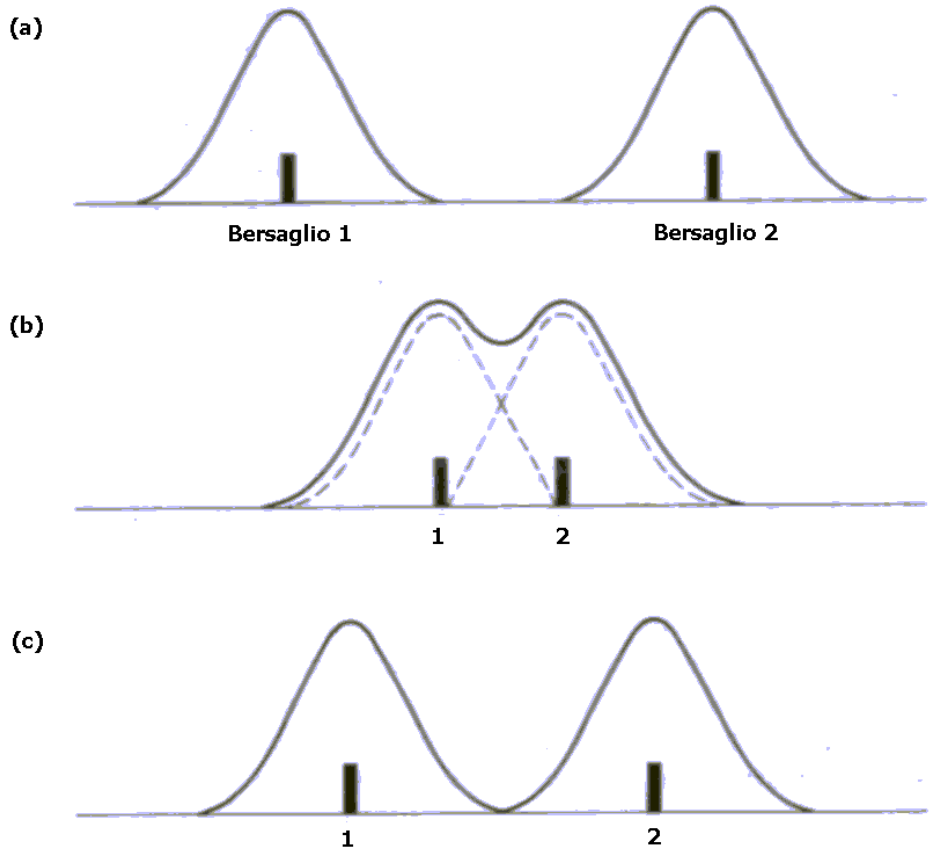

Figura 4.6 *- Risoluzione radar. Due bersagli (a) facilmente risolvibili quando sono separati da un lasso di tempo superiore alla durata dell'impulso (b) irrisolvibili quando tale tempo è inferiore alla durata dell'impulso e (c) appena risolvibili quando esso uguaglia la durata dell'impulso.*

Un'altra caratteristica è il tempo d'integrazione, vale a dire il tempo necessario affinché l'apparato ricevente sia in grado di integrare e sommare i dati a disposizione, in modo da rendere le misurazioni più precise possibili.

Un'ultima, ma importante proprietà è il modo con cui il radar può misurare la velocità di un oggetto. Un metodo si basa sulle variazioni della posizione del bersaglio nel tempo. In questo modo è facile introdurre delle incertezze a meno che non si insegua il bersaglio per un lungo lasso di tempo. In realtà un metodo più preciso per calcolare la velocità di un bersaglio si basa sullo spostamento doppler, che consiste nella variazione della frequenza del segnale radio causata dal movimento del bersaglio: tanto più l'oggetto si avvicina velocemente al ricevitore, maggiore è l'aumento di frequenza. L'espressione che lega lo spostamento doppler in frequenza $\Delta\nu$ con la componente della velocità radiale v_r è

$$\frac{\Delta \nu}{\nu_T} = \frac{\nu_R - \nu_T}{\nu_T} = \frac{v_r}{c} \tag{4.5}$$

dove υ_T è la frequenza del trasmettitore e υ_R quella del ricevitore. Con questo metodo, tuttavia, si può calcolare unicamente la componente radiale della velocità.

4.4 Il radar a forward-scatter Bologna-Lecce-Modra

Dal 1975 il CNR di Bologna ha attivato un sistema radar che è stato realizzato dal gruppo di Fisica dell'Alta Atmosfera. Dal 1978 questa struttura fa parte del GLOBMET (Global Meteor Radars), l'organismo internazionale che coordina i radar meteorici. In principio la stazione disponeva di un sistema a back-scatter. Tale strumento è stato utilizzato principalmente per lo studio dell'alta atmosfera, in particolar modo occupandosi di ricerche sulla circolazione dei venti mesosferici e sugli aspetti dinamici atmosferici legati alla propagazione di onde planetarie, mareali ed onde di gravità [4.2][4.3][4.4][4.5].

Successivamente, agli inizi degli anni '90, grazie ad una collaborazione internazionale a cui hanno partecipato l'istituto FISBAT (ora ISAC) del CNR di Bologna, l'Università di Sheffield (UK) e l'Istituto Astronomico di Bratislava, un radar a forward-scatter (radar BLM) ha sostituito quello già esistente. L'apparato trasmittente del nuovo dispositivo si trova a Vedrana di Budrio (Lat. 44° 36' N, Long 11° 30' E), nei pressi di Bologna, e fa parte di un sistema multistatico dotato di due stazioni riceventi, una posta nell'area CNR di Lecce (Lat. 40° 18' N, Long. 18° 12' E) e l'altra nell'osservatorio astronomico di Modra (Lat. 48° 18' N, Long. 17° 18' E), in Slovacchia [4.6].

Figura 4.7 *- Disposizione geografica delle due direttrici dei radar a forward-scatter BLM. Le due linee di base sono quasi in quadratura, formando un angolo poco inferiore a 90°.*

Il radar a forward-scatter opera in onda continua ad una frequenza di 42.770 MHz ($\lambda \approx 7$ m), modulata a 1 kHz [4.7], con una potenza di picco inizialmente pari a 100 W, elevata nel 1993 ad 1 kW. Il fatto di impiegare un'onda continua, se da un lato non consente di raggiungere potenze di picco elevatissime come nei radar pulsati, dall'altro permette al sistema di avere un'ampiezza di banda molto contenuta, con conseguente incremento della sensibilità e riduzione delle possibili interferenze con altri apparati radio.

Rispetto al sistema radar monostatico, dove le onde elettromagnetiche incidono sul bersaglio in un piano normale alla traccia e riflettono allo stesso modo, nel sistema bistatico il piano di incidenza e di diffusione è obliquo. Questo comporta un tempo di decadimento del segnale più lungo proveniente da una traccia meteorica. Si può dimostrare che la durata di un'eco nel sistema bistatico è maggiore, rispetto al caso monostatico, di un fattore $\sec^2 \phi$. Inoltre, anche a frequenze dove le interferenze non

rappresentano un problema, il sistema monostatico non riesce a ricevere echi provenienti da altezze superiori a 100 km, poiché a queste quote l'eco decade più velocemente rispetto alla formazione della traccia meteorica (echo ceiling). Nel sistema bistatico, caratterizzato da una base piuttosto lunga (600-700 km), l'allungamento del tempo di decadimento dell'eco offre la possibilità di studiare l'atmosfera a quote più elevate, fino al limite dello strato E della ionosfera (140 km di altezza). Inoltre, la persistenza del segnale facilita la discriminazione fra i fattori che contribuiscono alla ionizzazione, in particolare quelli chimici.

Il sistema trasmittente di Budrio è dotato di due generatori d'onda continua operanti alle frequenze di 42.770 MHz e 42.771 MHz. Questi segnali passano attraverso un sommatore e un dispositivo di pilotaggio li immette allo stadio finale di potenza da 1 kW, il quale li amplifica e li invia alle antenne trasmittenti costituite da un sistema di Yagi a 5 e 4 elementi a polarizzazione orizzontale. Le stazioni riceventi di Lecce e di Modra captano gli echi radar attraverso un sistema di antenne sempre di tipo Yagi (dovendo operare a basse frequenze) a 5 elementi per la stazione di Lecce e a 4 elementi per quella di Modra. I segnali ricevuti passano attraverso dei filtri al quarzo altamente selettivi, vengono successivamente inviati ad un miscelatore (*mixer*) agganciato ad un oscillatore locale stabile che li converte alle frequenze di 10 kHz e 11 kHz. A questo punto il segnale viene immesso nel sistema di acquisizione dati che provvede alla conversione analogico-digitale, al riconoscimento, all'inseguimento ed alla registrazione dell'eco radar.

Le antenne del radar sono state progettate in modo tale che il lobo principale formi un angolo di 15° rispetto al piano orizzontale. Questa inclinazione dei lobi, nel nostro caso, garantisce che il fascio del radar illuminatore incroci quello del radar ricevitore esattamente alle altezze a cui i meteoroidi generano le tracce ionizzate. I lobi principali d'antenna, ampi circa 45 gradi in elevazione e 40 gradi in azimut, comprendono una vasta regione atmosferica centrata sul punto medio delle direttrici ad una quota grosso modo compresa tra 60 e 130 Km, denominata Meteor Hot Spot (MHS).

4.5 Sensibilità del radar BLM

Ogni strumento è caratterizzato dal rapporto segnale-rumore che è indice della sensibilità dell'apparato. Per ciò che riguarda i sistemi radar è opportuno trasformare la potenza nell'unità di misura decibel (dB), in quanto l'intervallo delle potenze in gioco è molto elevato (arriva a coprire ben 18 ordini di grandezza). A tal fine si può utilizzare la formula di conversione:

$$P[dB] = 10\log\left(\frac{P_1}{P_2}\right) \tag{4.6}$$

dove P_1 e P_2 sono le potenze espresse in W, e per comodità $P_2 = 1\,\mathrm{W}$.

Il rumore del sistema, espresso in dB W, è dato dalla somma di più contributi, la cui espressione completa è [4.1]:

$$N_p = N_{\mathrm{int}} + N_{ext} + F + \Delta\nu \tag{4.7}$$

dove N_{int} è la potenza del rumore termico interno del ricevitore; N_{ext} è l'eccesso di rumore esterno nell'intervallo di ricezione del segnale; F è la figura di rumore del ricevitore e $\Delta\nu$ è la larghezza di banda del radar, espressi tutti in dB. Nel caso del radar Bologna-Lecce, N_{int} è uguale a -204 dB W Hz^{-1}, N_{ext} è pari a 20 dB alla frequenza di lavoro di 42.770 MHz, F risulta essere 3 dB mentre $\Delta\nu$ è 24.8 dB pari a 300 Hz, cosicché la potenza di rumore tipica è di $N_p \cong -156.2\ \mathrm{dB\,W} = 2.4\cdot 10^{-16}$ W [4.8]. Il maggior contributo al rumore proviene dalla Galassia e dal Sole, che, a quelle frequenze, dominano su qualunque altra radiosorgente.

Nel nostro caso un generico eco meteorico viene rivelato se la potenza ricevuta P_R dal dispositivo eccede di 5 dB il segnale di soglia, che dipende dal rumore dell'apparato. La potenza ricevuta corrispondente al più piccolo eco rivelabile è data dalla seguente espressione:

$$P_R = \frac{P_T G_T G_R \lambda^3 q^2 r_e^2 \ \sin^2\alpha}{16\pi^2 R_T R_R \left(R_T + R_R\right)\left(1 - \cos^2 \beta \ \sin^2\phi\right)} \tag{4.8}$$

dove r_e è il raggio classico dell'elettrone, α, β e Φ sono angoli che dipendono dalla geometria del sistema, q è un parametro proporzionale alla massa della meteora e alla durata dell'eco radar.

Parametro	**Valore lineare**	**Valore in dB**	**Commenti**
P_T	250 W	+24 dB W	Potenza di picco in trasmissione
G_T	12.59	+11.0 dB	Guadagno Antenna Trasm. Yagi 5 elem.
G_R	12.59	+11.0 dB	Guadagno Antenna Ricev. Yagi 5 elem.
λ^3	343 m^3	+25.4 dB m^3	Frequenza 42.7 MHz
r_e^2	$7.8 \cdot 10^{-30}$ m^2	-291.1 dB m^2	Raggio elettrone: $r_e = 2.8 \cdot 10^{-15}$ m
$\sin^2\alpha$	1.0	0.0 dB	$\alpha \cong 90°$ alla MHS
$\left(16\pi^2\right)^{-1}$	$6.3 \cdot 10^{-3}$	-22.0 dB	
$\left(R_T R_R (R_T + R_R)\right)^{-1}$	$9.9 \cdot 10^{-18}$ m^{-3}	-170.0 dB m^{-3}	$R_T = R_R \cong 3.7 \cdot 10^5$ m alla MHS
$\left(1 - \cos^2\beta \ \sin^2\phi\right)^{-1}$	1.87	+2.7 dB	Valori medi alla MHS: β=45° ; ϕ=75°

Tabella 4.3 *- Valore dei parametri per il radar a forward scatter BLM direttrice Bologna-Lecce.*

Considerando la direttrice radar Bologna-Lecce, i cui parametri sono esposti nella tabella precedente, si trova che la sensibilità del radar è tale che il sistema è in grado di ricevere (a 5 dB dalla soglia) gli echi prodotti da tracce meteoriche con una densità lineare di carica $q \geq 7.6 \cdot 10^{12}$ el/m .

La direttrice Bologna-Modra è invece caratterizzata dai parametri esposti nella seguente tabella.

Parametro	Valore lineare	Valore in dB	Commenti
P_T	250 W	+24 dB W	Potenza di picco in trasmissione
G_T	7.9	+9.0 dB	Guadagno Antenna Trasm. Yagi 4 elem.
G_R	7.9	+9.0 dB	Guadagno antenna Ricev. Yagi 4 elem.
λ^3	343 m^3	+25.4 dB m^3	Frequenza 42.7 MHz
r_e^2	$7.8 \cdot 10^{-30}$ m^2	-291.1 dB m^2	Raggio elettrone: $r_e = 2.8 \cdot 10^{-15}$ m
$\sin^2 \alpha$	1.0	0.0 dB	$\alpha \cong 90°$ alla MHS
$\left(16\pi^2\right)^{-1}$	$6.3 \cdot 10^{-3}$	-22.0 dB	
$\left(R_T R_R (R_T + R_R)\right)^{-1}$	$9.9 \cdot 10^{-18}$ m^{-3}	-168.2 dB m^{-3}	$R_T = R_R \cong 3.2 \cdot 10^5$ m alla MHS
$\left(1 - \cos^2\beta \, \sin^2\phi\right)^{-1}$	1.87	+2.7 dB	Valori medi alla MHS: β=45° ; ϕ=75°

Tabella 4.4 *- Valore dei parametri per il radar a forward scatter BLM direttrice Bologna-Modra.*

Tuttavia, essendo la potenza di rumore del sistema ricevente di Modra pari a circa -152.6 dB W $= 3.0 \cdot 10^{-16}$ W, la densità elettronica lineare minima rivelabile (a 5 dB sulla soglia) è di $q \cong 1.5 \cdot 10^{13}$ el/m.

Si noti come la potenza trasmessa, nonostante il trasmettitore eroghi una potenza di 1 kW, si riduca a 250 W per ogni direttrice, in quanto la potenza totale deve essere ripartita nelle due direzioni e, a causa del particolare ricevitore della stazione radar di Modra, deve essere ulteriormente suddivisa tra le due frequenze (42.770 MHz e 42.771 MHz).

Come precedentemente accennato, conoscendo la densità elettronica lineare q è possibile ricavare la massa del meteoroide attraverso la seguente relazione [4.9]:

$$q = \frac{4}{9} \frac{\gamma \; m_0 \cos z}{\mu H^*} \tag{4.9}$$

dove γ è il coefficiente di ionizzazione (cioè il numero di elettroni liberi emessi da ogni atomo ionizzato del meteoroide) e vale $\gamma = 5.49 \cdot 10^{-7} v^{3.42}$ (con v = velocità del meteoroide in Km/s), m_0 è la massa iniziale del meteoroide in Kg, z l'angolo zenitale, μ il peso molecolare medio che consideriamo pari a $\mu = 34$ u.m.a. $= 5.68 \cdot 10^{-26}$ Kg [4.10], ed $H^* \cong 8 \cdot 10^3$ m è l'altezza di scala atmosferica.

Sfruttando tale relazione si può calcolare la massa minima rivelabile lungo le due direttrici. Per i tre sciami che saranno analizzati in seguito (Liridi, Orionidi, Eta-Aquaridi), assumendo che il radiante stia transitando al meridiano locale della MHS, si ottengono i valori in tabella.

Configurazione Radar	**Sciame Meteorico**	**Velocità (Km/s)**	**Massa minima (Kg)**
BL	Liridi	48	2.5×10^{-8}
BL	Orionidi	66	8.4×10^{-9}
BL	Eta-Aquaridi	64	9.4×10^{-9}
BM	Liridi	48	4.9×10^{-8}
BM	Orionidi	66	1.6×10^{-8}
BM	Eta-Aquaridi	64	1.8×10^{-8}

Tabella 4.5 *- Massa minima rilevabile dal radar a forward scatter lungo la direttrice Bologna-Lecce (BL) e Bologna-Modra (BM)*

Bibliografia

[4.1] Kingsley S., Quegan S.: Understanding Radar Systems, edito da McGarw-Hill, London, (1992)

[4.2] Verniani F., Cevolani G., Grassi G., Pedrini F.: *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, **42**, (1980)

[4.3] Cevolani G.: *Ann. Geophysicae*, **10**, p. 802, (1992)

[4.4] Cevolani G., Hajduk A.: Forward Scatter Observations of meteor shower, Meteoroids and their parent bodies, *Proc. Intern. Astron. Sympos. Smolenice*, July 6-12, (1992)

[4.5] Cevolani G.: On the distribution of Underdense meteor trails and the relative received signal levels in a forward scatter experiment, *Meteoroids and their parent bodies*, Proc. Inter. Astron. Sympos. Smolenice, July 6-12, (1992)

[4.6] Verniani F., Schaffner M., Sinigaglia G., Bortolotti G., Dardi A., Formaggi C., Franceschi C., Gottardi S., Trivellane G.: The CNR meteor radar system for upper atmospheric temperature and density measurements, *Rivista Italiana di Geofisica*, **23**, p. 243-256, (1974)

[4.7] Cevolani G., Bortolotti G., Franceschi C., Grassi., Trivellane G., Hajduk A., Kingsley S.P.: The Bologna-Lecce forward scatter radar experiment: preliminary results, *Placet. Space Sci*, **43**, p. 765-772, (1995)

[4.8] Cevolani G., Trivellane G., Bortolotti G., Franceschini C., Gottardi S., Grassi G., Kingsley S.P.: Reflection properties of meteor trails in forward-scatter radar experiment, *Il Nuovo Cimento*, **16 C**, p. 255-264, (1993)

[4.9] Bronshten V.A.: Physics of Meteoric Phenomena, *Geophysics and Astrophysics Monographs*, edito da D. Reidel Publishing Company, (1983)

[4.10] Jones W.E., Jones J.: Ionic diffusion in meteor trains, *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, **52**, p. 185, (1990)

CAPITOLO 5

L'EQUAZIONE RADAR

…per li seren tranquilli e puri
discorre a ora a or subito foco,
movendo li occhi che stavan sicuri,
e pare stella che tramuti loco,
se non che dalla parte ond'el s'accende
nulla s'en perde, ed esso dura poco…

Dante Alighieri
Divina Commedia, Paradiso, Canto XV, 13-18

5.1 L'equazione radar

La capacità che ha un radar di rilevare un bersaglio è espressa attraverso una relazione nota come *equazione radar*, la cui dimostrazione offre fondamentali informazioni sul funzionamento dello strumento ed è perciò utile ricavarla da considerazioni generali. Un costituente essenziale del radar è certamente l'antenna, un dispositivo volto ad irradiare o ricevere energia elettromagnetica. Le sue funzioni principali sono quelle di focalizzare la potenza in una data direzione in modo da aumentare la sensibilità, garantire il controllo del fascio esploratore in modo da perlustrare una certa area di copertura e infine permettere la misurazione di informazioni angolari in modo da determinare la direzione di un bersaglio.

Un parametro fondamentale che racchiude in sé le caratteristiche fondamentali dell'antenna è il guadagno di potenza $G(\theta,\varphi)$ o semplicemente guadagno G, che esprime la capacità dell'antenna di concentrare la potenza irradiata in una determinata direzione. Tale parametro comprende il concetto di perdite che si verificano attraverso il riscaldamento dell'antenna stessa, attraverso il terreno, assorbimenti vari, perdite delle guide d'onda e di polarizzazione, attraverso qualsiasi accoppiamento con l'antenna oltre che attraverso la potenza irradiata nei lobi laterali.

In generale un'antenna in cui G è costante, e che quindi ha la caratteristica di irradiare la potenza in modo uniforme in tutte le direzioni e cioè sull'intero angolo solido (4π steradianti), viene definita omnidirezionale o radiatore isotropo. Si può ora definire il guadagno di potenza come il rapporto fra l'intensità di radiazione nel lobo principale dell'antenna e l'intensità di radiazione di un'antenna isotropa con un'efficienza del 100% avente lo stesso assorbimento di potenza:

$$G(\theta,\varphi) = \frac{4\pi}{\Delta\theta \cdot \Delta\varphi} \tag{5.1}$$

dove $\Delta\theta$ e $\Delta\varphi$ sono rispettivamente l'ampiezza del fascio in direzione azimutale e in direzione ascensionale, tutto misurato in radianti. L'angolo azimutale θ fornisce le informazioni direzionali o di posizione e, come in una bussola magnetica, viene

misurato in senso orario partendo dal nord. L'altezza φ, invece, viene misurata partendo dall'orizzonte verso l'alto. In alternativa il guadagno stesso può essere definito come:

$$G = \frac{4\pi \cdot A_{eff}}{\lambda^2} \tag{5.2}$$

dove A_{eff} è l'area efficace dell'antenna che solitamente è inferiore all'area reale.

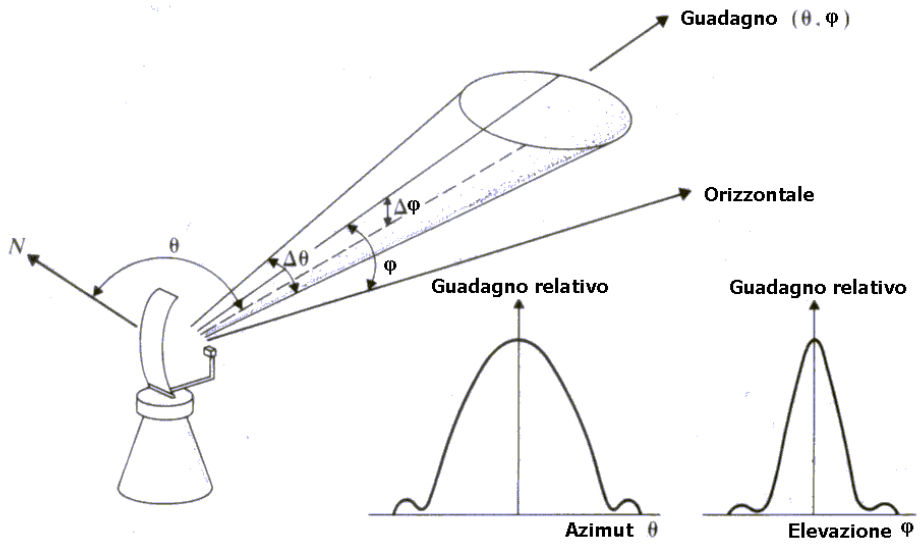

Figura 5.1 *- Azimut, elevazione ed ampiezza di fascio.*

I diagrammi dell'antenna sono direzionali in tre dimensioni, produrne uno è un po' come schiacciare un pallone sferico per ottenere una sporgenza. Se si vuole $G > 1$ in qualche direzione particolare si deve schiacciare il resto ed ammettere $G < 1$ da qualche altra parte. Il punto importante è che il guadagno integrato attorno ad un'antenna ammonta al valore unitario.

La potenza irradiata da un'antenna isotropa P_T si distribuisce in modo uniforme su di una sfera in modo tale che il flusso di potenza Φ_T ad una distanza R_T dall'antenna è dato da [5.1][5.2]:

$$\Phi_T\left(R_T\right) = \frac{P_T}{4\pi R_T^2} \tag{5.3}$$

Tuttavia le antenne reali non sono omnidirezionali ma concentrano la propria potenza in una data direzione. Per questo è opportuno modificare la precedente equazione tenendo conto della direzione tramite il guadagno d'antenna in modo da ottenere la seguente relazione per il flusso di potenza:

$$\Phi_T\left(R_T,\theta,\varphi\right)=\frac{P_T G_T\left(\theta,\varphi\right)}{4\pi R_T^2} \tag{5.4}$$

Tale flusso di potenza investe un bersaglio che espone ad esso una superficie nota come sezione d'urto radar σ (RCS, radar cross section), dipendente dalla forma dell'oggetto colpito, dal materiale che lo costituisce, dalla lunghezza d'onda incidente, etc., per cui il bersaglio reirradierà isotropicamente una potenza data dal prodotto tra il flusso di potenza incidente e la sezione d'urto radar:

$$P_{reirradiata}=\Phi_T\sigma=\frac{P_T G_T\sigma}{4\pi R_T^2} \tag{5.5}$$

Ad essa è associato un flusso che si ottiene considerando che tale potenza si distribuisce, nel suo tragitto verso il ricevitore, su una sfera di raggio R_R pari alla distanza tra il bersaglio e il ricevitore stesso:

$$\Phi_R=\frac{P_T G_T\sigma}{\left(4\pi R_T^2\right)\left(4\pi R_R^2\right)} \tag{5.6}$$

Del flusso inviato al ricevitore solo una parte sarà intercettata dall'antenna, che è in grado di raccogliere una potenza proporzionale alla sua area efficace A_{eff}, cosicché la potenza al ricevitore P_R risulta essere pari a:

$$P_R=\frac{P_T G_T\sigma A_{eff}}{\left(4\pi R_T^2\right)\left(4\pi R_R^2\right)} \tag{5.7}$$

Utilizzando la relazione (5.2) per l'area efficace si ottiene la fondamentale equazione radar generale, riferibile immediatamente al caso forward-scatter:

$$P_R = \frac{P_T G_T G_R \sigma \lambda^2}{(4\pi)^3 R_T^2 R_R^2} \tag{5.8}$$

L'equazione radar nel caso back-scatter si può ottenere direttamente dalla precedente tenendo conto che $R_T = R_R = R$:

$$P_R = \frac{P_T G_T G_R \sigma \lambda^2}{(4\pi)^3 R^4} \tag{5.9}$$

L'equazione radar si rivela tuttavia insufficiente in quanto non indica se la potenza è superiore o inferiore al livello di rumore di fondo. È noto infatti che il rumore è sempre presente, sia come rumore interno causato da componenti elettronici, sia come rumore esterno proveniente da sorgenti naturali, quali l'atmosfera, o da interferenze prodotte dall'uomo. Queste sorgenti di rumore sono ad ampia banda rispetto al segnale radar, ed una funzione dei ricevitori radar è quella di adattare l'ampiezza di banda per accettare il segnale, evitando l'entrata di qualsiasi ulteriore rumore. Pertanto si è soliti comparare la potenza ricevuta dal bersaglio con il rumore di fondo medio N presente nel sistema, ottenendo il rapporto segnale-rumore (*signal to noise ratio*, SNR):

$$SNR = \frac{P_R}{N} = \frac{P_T G_T G_R \sigma \lambda^2}{(4\pi)^3 R_T^2 R_R^2 N} \tag{5.10}$$

5.2 Equazione radar nel caso ipodenso

Le equazioni radar viste precedentemente possono essere differentemente considerate nel caso in cui il bersaglio sia una traccia meteorica di tipo ipodenso. Per semplicità, si può partire da un sistema radar a back-scatter, assumendo che la traccia sia approssimabile ad un cilindro circolare infinitamente lungo, il cui diametro risulti molto piccolo rispetto alla lunghezza d'onda del radar, e che solo la componente elettronica della traccia contribuisca alla diffusione.

Sotto queste ipotesi, la sezione d'urto radar di una traccia ipodensa in funzione del tempo è espressa da [5.3][5.4]:

$$\sigma = \frac{r_e^2 q^2 R\lambda}{2} \cdot e^{-\left(\frac{8\pi^2 r_0^2}{\lambda^2}\right)} \cdot e^{-\left(\frac{32\pi^2 D}{\lambda^2} t\right)} \tag{5.11}$$

dove r_e è il raggio classico dell'elettrone e vale circa $2.8178 \cdot 10^{-15}$ m, D il coefficiente di diffusione della traccia e si misura in m^2/s ed r_0 il raggio iniziale della traccia meteorica in m. Il primo dei tre fattori nella equazione (5.11) rappresenta la sezione d'urto radar iniziale della traccia meteorica (t = 0) nel caso ideale, in cui il raggio iniziale della traccia sia nullo ($r_0 = 0$). Il secondo termine è il fattore di attenuazione dovuto al raggio iniziale finito della traccia. Infine il terzo termine rappresenta l'attenuazione del segnale causata dall'interferenza distruttiva innescata dalla progressiva diffusione ambipolare della traccia. Gli ultimi due termini sono stati calcolati assumendo un modello in cui la distribuzione degli elettroni attraverso la traccia è gaussiana e l'aumento del raggio a seguito della diffusione ambipolare obbedisce alla relazione $r(t) = \sqrt{4Dt}$, in cui *r(t)* è il raggio della traccia meteorica al tempo t e D è il coefficiente di diffusione [5.5].

Sostituendo la sezione d'urto nell'equazione radar generale per un sistema a back-scatter si ottiene l'equazione radar a back-scatter per una traccia meteorica ipodensa, valida a grandi lunghezze d'onda ($\lambda > r_0$) [5.1]:

$$P_R = \frac{P_T G_T G_R \lambda^3 q^2 r_e^2}{2(4\pi)^3 R^3} \; e^{-\left(\frac{8\pi^2 r_0^2}{\lambda^2}\right)} \; e^{-\left(\frac{32\pi^2 D\, t}{\lambda^2}\right)} \tag{5.12}$$

Passando ad un radar a forward-scatter entrano in gioco numerose variabili e la geometria del sistema diventa molto complessa.

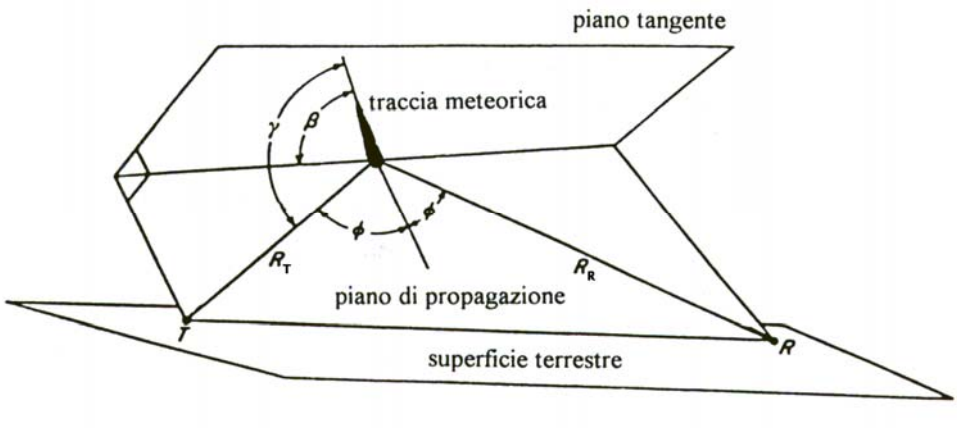

Figura 5.2 *- Geometria di un sistema radar a forward scatter: R è il ricevitore e T il trasmettitore.*

L'equazione radar completa nel caso ipodenso per un sistema a forward-scatter è data da:

$$P_R = \frac{P_T G_T G_R \lambda^3 q^2 r_e^2 \sin^2\alpha}{(4\pi)^3 R_T R_R (R_T + R_R)(1-\cos^2\beta \sin^2\phi)} \cdot e^{-\left(\frac{8\pi^2 r_0^2}{\lambda^2 \sec^2\phi}\right)} \cdot e^{-\left(\frac{32\pi^2 D t}{\lambda^2 \sec^2\phi}\right)} \qquad (5.13)$$

dove R_T ed R_R rappresentano le distanze del trasmettitore e del ricevitore dal punto della traccia in cui è soddisfatta la condizione di riflessione, β è l'angolo tra la traccia e il piano di propagazione (ossia il piano in cui giacciono R_T ed R_R), ed infine ϕ è la metà dell'angolo tra R_T ed R_R (nel piano di propagazione). Il significato dei tre termini che compongono l'equazione per il radar a forward-scatter sono analoghi a quelli visti nel caso del radar a back-scatter. L'angolo α che compare nel numeratore del primo termine è l'angolo compreso tra il vettore campo elettrico dell'onda incidente sulla traccia meteorica ed R_R. Esso è una misura della variazione di polarizzazione dell'onda elettromagnetica nella diffusione, mentre nel back-scatter tale angolo è sempre $\alpha = 90°$.

Dal confronto tra le due equazioni radar emergono alcune differenze rilevanti tra i due sistemi. Prima di tutto, è utile stabilire un tempo caratteristico di decadimento per un eco ipodenso, definito come il tempo necessario al segnale per ridursi di un fattore 1/e rispetto al suo valore massimo. Questo tempo per un sistema a back-scatter vale:

$$\tau = \frac{\lambda^2}{32\pi^2 D} \qquad (5.14)$$

mentre per un sistema a forward-scatter è dato da:

$$\tau = \frac{\lambda^2 \sec^2 \phi}{32\pi^2 D} \tag{5.15}$$

Dal confronto immediato tra le due equazioni si ricava che, a parità di lunghezza d'onda e di coefficiente di diffusione, il tempo di decadimento per un sistema a forward-scatter è maggiore di quello di un radar a back-scatter di un fattore $sec^2\phi$.

5.3 Equazione radar nel caso iperdenso

Lo stesso ragionamento può essere fatto per dedurre le equazioni radar nel caso iperdenso. In tali condizioni si assume che la scia di plasma sia assimilabile ad un cilindro metallico che si espande radialmente per diffusione. La sezione d'urto della traccia iperdensa per un sistema radar a back-scatter è [5.4]:

$$\sigma = \frac{R}{4}\left[4D\ t \cdot \ln\left(\frac{r_e q \lambda^2}{4\pi^2 D\ t}\right)\right]^{\frac{1}{2}} \tag{5.16}$$

Sostituendo tale espressione nell'equazione radar generale, si deriva l'equazione radar per una traccia iperdensa in un sistema a back-scatter:

$$P_R = \frac{P_T G_T G_R \lambda^2}{4(4\pi)^3 R^3}\left[4D\ t \cdot \ln\left(\frac{r_e q \lambda^2}{4\pi^2 D\ t}\right)\right]^{\frac{1}{2}} \tag{5.17}$$

che è applicabile approssimativamente finché il logaritmo non diventa nullo, ossia fino al tempo:

$$\tau' = \frac{r_e q \lambda^2}{4\pi^2 D} \tag{5.18}$$

Trascorso questo periodo, la traccia continua a seguire la relazione (5.12) valida per le tracce ipodense.

Per il sistema a forward-scatter l'equazione radar nel caso iperdenso risulta molto più complessa in quanto nella sezione d'urto si tiene conto della geometria del sistema:

$$P_R = \frac{P_T G_T G_R \lambda^2 \sin^2 \alpha}{2(4\pi)^3 R_T R_R (R_T + R_R)(1 - \cos^2 \beta \sin^2 \phi)} \cdot \left[\frac{4D\,t}{\sec^2 \phi} \cdot \ln\left(\frac{r_e q \lambda^2 \sec^2 \phi}{4\pi^2 D\,t} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \tag{5.19}$$

che è valida fino all'annullamento del logaritmo, cioè fino al tempo:

$$\tau' = \frac{r_e q \lambda^2 \sec^2 \phi}{4\pi^2 D} \tag{5.20}$$

dopo il quale per la potenza del segnale continua a valere la relazione (5.13).

Si può notare che le equazioni per i radar a forward-scatter, sia nel caso ipodenso che iperdenso, ponendo $R_T = R_R = R$, $\phi = 0°, \beta = 90°, \alpha = 90°$, si riducono alle equazioni per un radar a back-scatter. Tutte le relazioni precedenti sono state ricavate supponendo che la lunghezza d'onda fosse molto maggiore del raggio iniziale della traccia, in caso contrario bisognerebbe adottare altre relazioni valide a piccole lunghezze d'onda [5.4]. La lunghezza d'onda di transizione tra i due casi è data dalla relazione:

$$\lambda_T = \left(\frac{128\pi^4 D^2 R}{\mathrm{v}^2} \right)^{\frac{1}{3}} \tag{5.21}$$

che per i valori tipici del sistema radar utilizzato nel presente lavoro (R = 500 km, v = 40 km/s e D = 3 m^2/s) vale circa 3 metri. Pertanto, alla lunghezza d'onda a cui opera il radar BLM ($\lambda = 7$ m), si può sicuramente considerare soddisfatta la condizione $\lambda > r_0$ ed utilizzare quindi le equazioni radar esposte precedentemente.

Bibliografia

[5.1] Kingsley S., Quegan S.: Understanding Radar Systems, edito da McGarw-Hill, London, (1992)

[5.2] Skolnik M.: Radar Handbook, McGraw-Hill, New York, (1970)

[5.3] McKinley D.W.R.: Meteor Science and Engineering, edito da McGraw-Hill Book Company, (1961)

[5.4] Sugar G.R.: Radio propagation by reflection from meteor trains, *Proceedings of the IEEE*, (1964)

[5.5] Keiser T.R.: Radio echo studies of meteor ionization, *Advan. Phys.*, **2**, p. 495-544, (1953)

CAPITOLO 6

PROCEDURA DI ANALISI DEI DATI

San Lorenzo, io lo so perché tanto
di stelle per l'aria tranquilla
arde e cade, perché di gran pianto
nel concavo cielo sfavilla.
(…)
E tu, Cielo, dall'alto dei mondi
sereni, infinito, immortale,
oh! d'un pianto di stelle lo inondi
quest'atomo opaco del Male

X Agosto, Giovanni Pascoli, Myricae

6.1 Dati radio

La prima importante valutazione e riduzione dei dati radio viene effettuata dal software presente nelle stazioni riceventi di Lecce e Modra, che è in grado di riconoscere dagli echi spuri le tracce prodotte da eventuali meteoroidi. Oltre a questo, il software è in grado di registrare il profilo di tali echi (ampiezza del segnale in funzione del tempo) e i parametri associati al fenomeno. Tuttavia c'è una piccola differenza tra i dati registrati a Lecce e a Modra, in quanto il sistema di acquisizione si basa su due diverse procedure. Nel caso di Lecce si ha una soglia dinamica che viene adattata al valore medio del rumore di fondo, il quale è ovviamente aleatorio, mentre nel caso di Modra la soglia è fissa. Oltre a ciò è bene ricordare che la sensibilità dell'apparato presente a Modra è circa un terzo di quello di Lecce. Questa prima analisi risulta però ancora insufficiente per poter eseguire uno studio più approfondito in quanto sono necessarie altre tecniche preliminari finalizzate a minimizzare le diverse cause di disturbo. Le principali correzioni che devono essere effettuate a seconda dei casi sono:

1. sottrazione dell'attività meteorica sporadica (sottrazione del background);
2. correzione per il tempo di oscuramento dei segnali radio riflessi dalle tracce meteoriche (*dead-time*);
3. correzione delle durate per gli effetti di dissipazione non dovuti al processo di diffusione della traccia meteorica.

6.1.1 Il background sporadico

Uno sciame meteorico è caratterizzato dal fatto che le meteore ad esso associate sembrano provenire da una medesima zona del cielo detta radiante. Tuttavia è presente un'attività di fondo caratterizzata da meteore sporadiche, le quali non presentano un radiante ben definito. Per eliminare la contaminazione di questi ultimi oggetti, in fase di analisi è opportuno sottrarre il contributo del fondo dall'attività dello sciame esaminato. Questa procedura sarebbe ottimizzata, e quindi molto più semplice, se il sistema radar fosse in grado di determinare la posizione di provenienza delle meteore, in modo da

selezionare solo quelle che provengono da uno stesso radiante. Tuttavia, tale modalità non può essere utilizzata con lo strumento in dotazione e quindi è necessario intervenire in altro modo. La sottrazione del background è complicata ulteriormente dal fatto che l'attività sporadica non è costante nel tempo, in quanto presenta variazioni sia a breve periodo (*variazione diurna*) sia a lungo periodo (*variazioni stagionali*). Le cause di queste variazioni sono da ricercarsi principalmente in due effetti sovrapposti:

1. effetto apice del moto orbitale della Terra;
2. variazioni reali nella distribuzione della materia interplanetaria.

Per definizione l'apice del moto terrestre è quel punto dell'eclittica verso il quale sembra muoversi la Terra istante per istante. Tale punto è sempre posto a 90° di distanza angolare dal Sole e, come questo, l'apice si muove giornalmente di 0.99 gradi lungo l'eclittica. Si definisce invece antiapice il punto sulla sfera celeste posto a 180° dall'apice, vale a dire il punto dell'eclittica opposto al moto di direzione della Terra. Assumendo una distribuzione spaziale costante di meteore sporadiche, l'effetto apice consiste nel fatto che maggiore è l'altezza dell'apice sull'orizzonte dell'osservatore, maggiore sarà il numero di meteore incontrate. Viceversa, maggiore è l'elevazione dell'antiapice e minore sarà l'attività di fondo. Va sottolineato il fatto che l'apice non è una sorta di radiante, ma rappresenta, in sostanza, la porzione di atmosfera terrestre esposta frontalmente al moto orbitale del nostro pianeta, regione in cui è maggiore la probabilità di impatto con meteoroidi disposti in maniera uniforme. La variazione diurna del flusso sporadico è la prima evidenza di tale effetto in quanto il massimo di attività sporadica è registrato intorno alle ore 06 locali, quando l'apice è alla maggiore altezza sull'orizzonte, mentre il minimo si osserva alle 18 locali in corrispondenza della massima elevazione dell'antiapice rispetto all'osservatore.

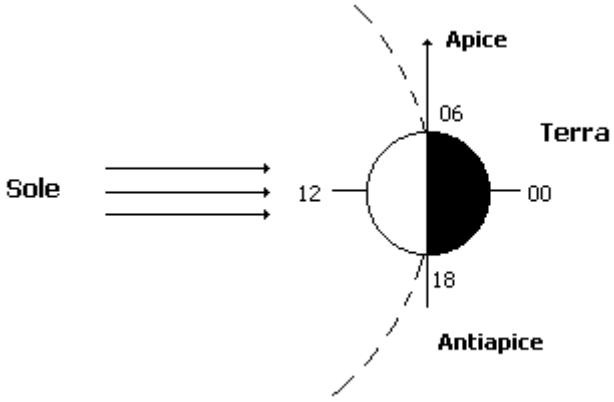

Figura 6.1 *- Geometria dell'effetto apice, che sta alla base delle variazioni diurne del flusso sporadico. Nelle ore serali (18 TL) solo le meteore più veloci, che riescono a raggiungere la Terra, possono essere osservate. Nelle prime ore del mattino (06 TL) l'osservatore è esposto frontalmente al moto terrestre, per cui sono rivelabili non solo le meteore veloci, ma anche quelle più lente.*

In questa breve analisi non si è fatto riferimento al fatto che la Terra presenta un'inclinazione del suo asse pari a 23.27° rispetto alla normale del piano orbitale. Tale caratteristica rende l'effetto apice una delle cause che contribuiscono alla variazione stagionale del background sporadico. Infatti, per un osservatore posto a latitudini superiori a 23.27° (tropico del Cancro), come nel nostro caso, si osserva un picco annuale di attività del background sporadico in corrispondenza dell'equinozio autunnale (23 settembre). In tale data, infatti, l'apice rimane sopra l'orizzonte dell'osservatore per un numero maggiore di ore rispetto ad altri periodi ed inoltre raggiunge la massima altezza sull'orizzonte. Ovviamente il minimo stagionale di attività lo si ha in corrispondenza dell'equinozio di primavera (21 marzo), giorno in cui è l'antiapice a raggiungere la massima elevazione e a perdurare per un periodo maggiore di ore.

Oltre al precedente effetto, la variazione stagionale del background sporadico è dovuta al fatto che la distribuzione di meteoroidi nello spazio interplanetario, incontrata dalla Terra durante il suo moto, non è uniforme. Sembra che le meteore sporadiche abbiano una densità spaziale maggiore nell'ultima parte dell'anno. Questo sta a significare che negli ultimi mesi dell'anno nel nostro emisfero tale flusso andrà a sommarsi a quello dovuto per effetto apice, provocando così una ampia variazione stagionale, mentre in quello australe i due contributi dovranno essere sottratti determinando variazioni molto meno accentuate dell'attività sporadica. Ovviamente tutto il discorso si inverte andando a considerare i primi mesi dell'anno.

Per minimizzare gli errori causati dalla presenza del fondo sporadico si è andati a mediare i flussi sporadici in numerosi giorni in cui non vi era l'attività dello sciame, con l'accorgimento tuttavia di non selezionare giorni troppo lontani dal periodo di attività dello sciame considerato. Questa scelta è stata fatta per minimizzare eventuali fluttuazioni stagionali del background sporadico. Inoltre, il fondo è stato campionato ad intervalli orari e sottratto nelle ore in cui veniva investigato lo sciame per ridurre al minimo gli effetti dovuti alla variazione diurna. Tuttavia questo metodo presenta possibili problemi, dovuti al fatto che molto spesso vengono campionati pochi giorni attorno al massimo previsto di attività dello sciame o che l'attività dello sciame che si vuole analizzare non è molto appariscente e tende ad avere dei flussi non molto superiori a quelli del fondo. Fortunatamente, per gli sciami analizzati in questo lavoro tali problemi non si sono verificati.

6.1.2 Correzione per il dead-time

Un radar è in grado di rilevare un eco alla volta e questo significa che se vi è la presenza contemporanea di due o più echi, solo uno viene rilevato. Di conseguenza nel corso della fase di acquisizione si ha un accumulo di tempo morto (*dead-time*) che è opportuno ridurre. È possibile correggere il dead-time attraverso due differenti procedure applicabili in due casi distinti, a seconda che si considerino distribuzioni in ampiezza o in durata degli echi.

Nell'analisi della distribuzione in ampiezza si assume che gli echi di maggiore ampiezza oscurino quelli più deboli durante il tempo ΔT in cui avviene l'inseguimento dell'eco. Se tutti gli echi fossero della stessa durata si potrebbe applicare la classica correzione adottata per i contatori Geiger:

$$N_c = \frac{N}{1 - N\Delta T} \tag{6.1}$$

dove N_c è il numero di eventi corretto per il dead-time, N è il numero di eventi misurato e ΔT è il tempo di riflessione di un singolo evento espresso come frazione del tempo

totale in cui è misurato *N*. Tuttavia le meteore più luminose presentano una riflessione più durevole che maschera la riflessione delle meteore più deboli. Se il segnale osservato di una determinata ampiezza maschera tutti i segnali di una ampiezza inferiore in un intervallo ΔT variabile, allora la correzione è [6.1][6.2]:

$$N_c = \frac{1}{\Delta T} \ln\left(\frac{1}{1 - N\Delta T}\right) \tag{6.2}$$

Questa relazione si può applicare al primo ordine quando l'interferenza distruttiva dei segnali riflessi da altre meteore non causa complicazioni addizionali.

La procedura correttiva nel caso in cui si consideri la distribuzione degli echi in durata si basa sul fatto che il sistema continua ad inseguire l'eco meteorico fino a quando la sua ampiezza non scende al di sotto del limite di soglia stabilito. Questo rende gli echi più lunghi sovrapposti a quelli di minore durata, indipendentemente dalla loro ampiezza. Sfruttando questa caratteristica è possibile utilizzare un metodo semplice per correggere il dead-time. Si suddividono gli echi in classi di durata fissata e ad ogni classe si stabilisce un fattore di correzione che dovrà essere moltiplicato per il numero di echi di quella specifica classe. Tale fattore correttivo si calcola sulla base del tempo di inibizione del sistema provocato dagli eventi appartenenti alla classe di durata da correggere e a tutte le classi di durata superiore. Sfruttando questa definizione e ordinando le classi in ordine crescente di durata si ottiene:

$$C_n = \frac{\sum_{i \geq n} \Delta T_i}{T_{tot}} \tag{6.3}$$

dove C_n è il fattore correttivo da applicare alla n-esima classe di durata, ΔT_i è il tempo di oscuramento dovuto agli eventi della classe i-esima e T_{tot} è il tempo complessivo dell'acquisizione dei dati in esame.

La correzione per il dead-time è particolarmente indicata per sciami attivi, ma che non presentano una eccessiva attività, come nel caso di tempeste meteoriche, in quanto vi è la sovrapposizione di innumerevoli echi meteorici e questo rende inaffidabile tale procedura.

6.1.3 Correzione per effetti chimici

Nel capitolo 3 è stato osservato come esistano principalmente tre effetti che concorrono alla dissipazione di una scia meteorica: diffusione ambipolare, ricombinazione e attaccamento. Il primo di questi fattori è quello che maggiormente viene considerato ed è anche l'unico a cui ci si riferisce nello scrivere le equazioni radar e le equazioni che da esse derivano. Questa approssimazione è vera solo nel caso di tracce meteoriche di breve durata, invece quando si vanno ad indagare tracce di durata maggiore, dunque prodotte da meteoroidi più massicci, non si possono escludere gli altri effetti di dissipazione secondari (diffusione e attaccamento) che vengono indicati come processi chimici [6.3]. Infatti, andando a rappresentare in scala bilogaritmica il numero cumulativo N_c di echi radar in funzione della durata dell'eco T, si ottiene una curva di pendenza negativa che corrisponde alla previsione fisica che il numero di corpi interagenti con l'atmosfera sia inversamente proporzionale alla dimensione dei corpi stessi e cioè alla loro massa che è direttamente correlata con la durata dell'eco stesso. Ogni distribuzione ha un andamento regolare fino ad un punto ben determinato, che dipende dallo sciame, oltre il quale la curva cambia la propria pendenza. Esso determina due zone nettamente distinte. La mancanza di echi di lunga durata è oggetto di discussione ormai da molti anni. Negli anni '60 essa veniva imputata esclusivamente all'attaccamento [6.3][6.4][6.5][6.6][6.7], mentre negli anni '70 sono stati fatti ulteriori passi in avanti nello studio dei fenomeni meteorici approfondendo i processi chimici coinvolti nell'interazione di meteoroidi con l'atmosfera [6.8][6.9][6.10]. La determinazione delle costanti di reazione ha mostrato che la sensibile diminuzione di tracce iperdense non può essere attribuita unicamente al fenomeno di attaccamento degli elettroni. È emerso perciò che la ricombinazione contribuisce a tale fenomeno in maniera rilevante.

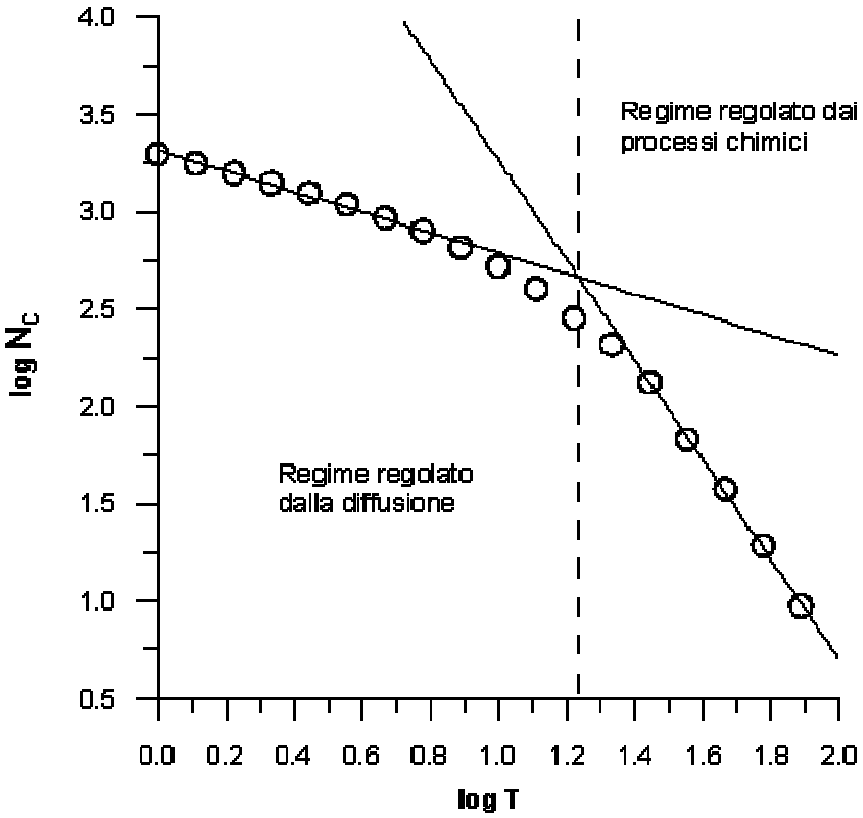

Figura 6.2 *- Grafico in scala bilogaritmica del numero cumulativo di echi N_c in funzione della durata T in secondi. La flessione divide il grafico in due zone, quella a sinistra dominata dalla diffusione, mentre quella sinistra dominata da effetti chimici (ricombinazione e attaccamento).*

Abbiamo già visto in dettaglio i processi chimici di ricombinazione e attaccamento nel capitolo 3 e dunque non verranno ripresi in questa sezione. Nonostante la ricombinazione sia un processo importante, le piccole costanti di reazione β_R e la bassa concentrazione degli ioni positivi coinvolti nella reazione rendono tale processo quasi del tutto trascurabile ai fini della distruzione della traccia, nei confronti, ad esempio, con la diffusione ambipolare [6.11]. Perciò nella maggior parte dei casi tale fenomeno non necessita di alcuna correzione.

Il fenomeno dell'attaccamento, invece, è molto importante per la determinazione della durata degli echi iperdensi. Per correggere la durata degli echi iperdensi è stata utilizzata la seguente relazione [6.6][6.12]:

$$T_D = T_A \cdot e^{\left[B_0 \left(\frac{T_D}{T_0} \right)^{\frac{1}{4}} T_A \right]} \tag{6.4}$$

dove T_D è la durata dell'eco in presenza di sola diffusione, T_A è la durata dell'eco in presenza dell'attaccamento, mentre il termine B_0 lo si può ricavare attraverso la seguente equazione [6.12][6.13]:

$$B_0 = e^{(-0.1612H+11.49)} \tag{6.5}$$

infine T_0 è la durata di un eco iperdenso corrispondente alla velocità geocentrica del meteoroide all'altezza caratteristica H dello sciame e si può ricavare dalla seguente relazione semiempirica [6.3]:

$$T_0 = \frac{r_e}{4\pi^2}\frac{\lambda^2 q}{D}\left(\sin\phi\right)^2 \tag{6.6}$$

dove r_e è il raggio classico dell'elettrone e vale circa $2.8178 \cdot 10^{-15}$ m, D il coefficiente di diffusione della traccia in m^2/s, q la densità elettronica lineare in el/m, Φ l'angolo di riflessione medio della traccia meteorica pari a circa 75° e λ la lunghezza d'onda trasmessa del radar (circa 7 m). Questa apparentemente semplice relazione presenta al suo interno due incognite che devono essere calcolate: il coefficiente di diffusione e la densità elettronica lineare. Per calcolare q si utilizza la seguente formula [6.3][6.6]:

$$H = 82 + 49\log v - 4.4\log q \tag{6.7}$$

dove v è la velocità caratteristica dello sciame analizzato in km/s. Per calcolare il valore di D, la letteratura ci offre due equazioni [6.14]:

Massey $$D = 10^{0.06H-4.74} \tag{6.8}$$

Verniani $$D = 10^{0.086H-7.23} \tag{6.9}$$

La relazione di Massey viene utilizzata per sciami la cui altezza caratteristica è inferiore ai 100 chilometri, mentre quella di Verniani si sfrutta per sciami caratterizzati da un'altezza pari o superiore ai 100 chilometri, come suggerito da Jones [6.14].

Quelli che si ricavano sono solo dei valori medi in quanto, a rigore, si dovrebbe calcolare l'altezza e la velocità di ogni singola meteora che entra nell'atmosfera. Questo sfortunatamente non è possibile con il radar BLM. Attraverso i parametri fondamentali che caratterizzano ogni sciame, altezza e velocità, sono stati ricavati i vari parametri in gioco [6.15].

Sciame	H (km)	v (km/s)	q (el/m)	D (m^2/s)	B_0 (s^{-1})	T_0 (s)
Liridi	97	48	2.1×10^{15}	12.023	0.016	8.888
Eta-Aquaridi	102	64	3.7×10^{15}	34.834	0.007	5.518
Orionidi	102	66	5.2×10^{15}	34.834	0.007	7.774

Tabella 6.1 *- Parametri degli sciami meteorici analizzati: Liridi, Eta-Aquaridi e Orionidi.*

Tuttavia, la relazione (6.4) non è risolvibile analiticamente. Per tale ragione si è utilizzato un algoritmo per la risoluzione numerica per mezzo di una tecnica iterattiva. L'algoritmo pone un valore iniziale di prova per T_D e, attraverso approssimazioni successive, determina il valore cercato di T_D entro l'errore stabilito.

6.1.4 Indice di massa

Abbiamo visto come il numero di meteoroidi dipenda inversamente dalla massa. Conoscere la massa di un oggetto interplanetario è indispensabile per dare un'indicazione dell'origine, dei processi di frammentazione e delle perturbazioni che tali corpi hanno subito. A questo scopo è utile introdurre l'indice di massa s che è definito dall'equazione di distribuzione di massa dei meteoroidi. Il numero cumulativo di particelle N con masse maggiori di m è proporzionale a m^{1-s}, ovvero [6.16][6.17]:

$$N(m) \propto m^{1-s} \tag{6.10}$$

La precedente relazione è nota come *funzione della distribuzione di massa* o più semplicemente *funzione di massa*. Differenziandola si trova [6.3][6.18][6.19]:

$$dN \propto m^{-s} dm \tag{6.11}$$

L'indice di massa è sperimentalmente un valore che supera l'unità in quanto i corpi di minore massa predominano nettamente rispetto a quelli di massa maggiore. Si noti che l'aumento dell'indice di massa corrisponde sia all'aumento del numero di piccole particelle, ma anche all'area della sezione d'urto a parità di massa totale (Figura 6.3).

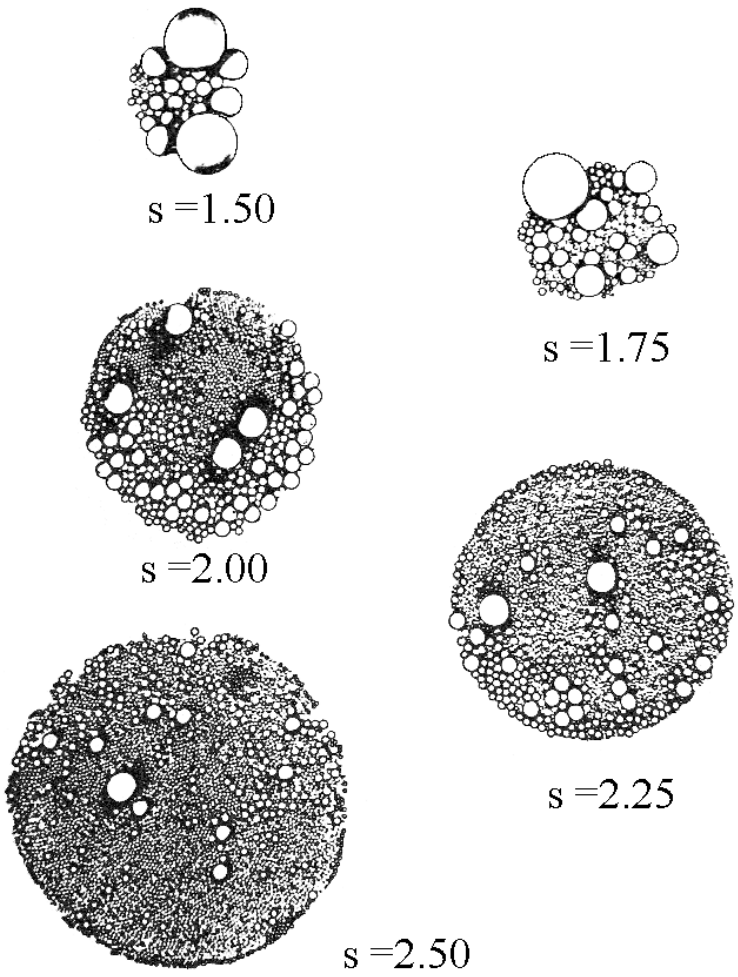

Figura 6.3 *- Variazione dell'indice di massa: l'aumento di tale parametro coincide con un incremento di piccoli corpi e, a parità di massa, dell'area della sezione d'urto.*

Per essere in grado di determinare l'indice di massa, è necessario trasformare la massa, generalmente inosservabile direttamente, in una quantità rilevabile dal radar. Si può definire innanzitutto la magnitudine assoluta radio M_r in funzione della densità elettronica lineare q:

$$M_r = 40 - 2.5 \log q \tag{6.12}$$

Il valore di q può essere ricavato sfruttando l'equazione di ionizzazione (3.4), tuttavia se si considerano le equazioni di decelerazione e di perdita di massa, abbiamo che l'equazione di ionizzazione diventa [6.11]:

$$q = -\frac{\beta\, m_0 \cos z}{m_a H^*} \frac{\rho}{\rho_m} \left(1 - \frac{1}{3} \frac{\rho}{\rho_m} \right) \tag{6.13}$$

dove m_0 è la massa iniziale del meteoroide, z l'angolo zenitale, H^* l'altezza di scala atmosferica ricavabile dai modelli, ρ la densità atmosferica nel punto considerato e ρ_m la densità dell'aria nel punto di massima ionizzazione. A tale altezza, dove $\rho = \rho_m$, la seguente relazione si riduce alla (4.9).

Dalla (5.20) emerge che la durata di un eco iperdenso è direttamente proporzionale alla densità lineare di carica, che a sua volta per la (6.13) è direttamente proporzionale alla massa del meteoroide, per cui $T \propto m$. Quindi il rapporto tra le durate di due echi iperdensi, generati da meteoroidi appartenenti al medesimo sciame e caratterizzati circa dallo stesso angolo zenitale, fornisce direttamente il rapporto tra le masse iniziali dei meteoroidi:

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{m_1}{m_2} \tag{6.14}$$

Infatti è stato dimostrato che il numero cumulativo N_c di echi iperdensi di durata superiore a T_D è legato all'indice di massa s secondo la relazione [6.5][6.20]:

$$N_c \propto T_D^{\frac{3}{4}(1-s)} \tag{6.15}$$

dalla quale è immediato trovare la relazione logaritmica:

$$\log N_c = \frac{3}{4}(1-s)\log T_D + k \tag{6.16}$$

dove k è una costante. Rappresentando in scala bilogaritmica il numero cumulativo di echi in funzione della durata in presenza di sola diffusione, il coefficiente angolare della retta di interpolazione fornisce direttamente il valore dell'indice di massa. Andando a selezionare intervalli orari è possibile ricavare per ognuno di essi il corrispettivo indice di massa. Lo studio dell'andamento di tale parametro nel corso di una giornata evidenzia una variabilità che riflette la diversa distribuzione della popolazione dei meteoroidi all'interno dello sciame.

Nel caso menzionato è stata utilizzata una dipendenza lineare tra s e il $\log T_D$ tuttavia è stata proposta una dipendenza quadratica tra queste due quantità [6.21]:

$$s = s_0 + s_1 \log T_D + s_2 \left(\log T_D\right)^2 \tag{6.17}$$

Misure effettuate in un ampio range di masse hanno dimostrato, comunque, che la dipendenza tra queste due quantità può essere considerata lineare.

6.2 Dati visuali

Mentre i dati radio sono stati direttamente acquisiti attraverso il radar BLM, i dati visuali analizzati sono stati invece prelevati dall'archivio dell'International Meteor Organization (IMO) disponibili in rete. Questi dati sono spesso utilizzati da ricercatori professionisti per la verifica delle loro teorie [6.22][6.23][6.24][6.25].

A differenza dei dati radio in cui è stato analizzato solo il giorno relativo al massimo dello sciame, per i dati visuali sono stati osservati il giorno del massimo, quello antecedente e quello successivo al massimo, questo per avere a disposizione un numero

maggiore di valori e per valutare possibili discrepanze coi risultati ottenuti con la tecnica radar.

Attraverso lo studio di meteore visuali si possono ottenere due importanti risultati: lo ZHR (Zenithal Hourly Rate o Tasso Orario Zenitale) e l'indice di popolazione *r*. Questi due parametri possono essere confrontati rispettivamente col profilo ricavato attraverso l'analisi dei dati radar e con l'indice di massa.

6.2.1 Calcolo dello ZHR

Per conoscere l'attività di uno sciame nella banda visuale sembrerebbe sufficiente contare il numero di meteore a intervalli orari determinati. Tuttavia, questo non è sufficiente per una valutazione quantitativa dell'attività di un determinato sciame. Infatti, il numero di meteore osservato sarà influenzato da diversi fattori, come la distanza del radiante dallo zenit, la magnitudine limite, la presenza di ostacoli nel campo visivo. Per poter confrontare dati provenienti da diversi osservatori, o da osservazioni compiute in condizioni di cielo differenti, è necessario introdurre una grandezza che viene chiamata ZHR. Lo ZHR rappresenta il numero di meteore appartenenti ad uno sciame osservate in condizioni standard, cioè con una magnitudine stellare visuale limite pari a 6.5, il radiante allo zenit e la volta celeste totalmente libera da ostacoli e nubi, nonché, naturalmente una visione di 360°. La formula più generale per il calcolo dello ZHR è [6.26][6.27][6.28]:

$$ZHR = \frac{N}{T_{eff}} r^{6.5-L_m} \sin\left(h_r\right)^{-\gamma} c_p \tag{6.18}$$

dove N rappresenta il numero di meteore di sciame conteggiate nel tempo efficace T_{eff}, r e γ sono parametri che dipendono dallo sciame considerato, L_m è la magnitudine limite, h_r è l'altezza del radiante sopra l'orizzonte dell'osservatore e c_p è il fattore di percezione.

Nonostante la (6.18) sia la formula più generale applicabile, normalmente viene utilizzata con delle standardizzazioni atte a rendere omogenei i risultati dei diversi

ricercatori. Per tale ragione ci rifaremo alle procedure utilizzate dall'IMO e dalla maggior parte dei ricercatori [6.17][6.23][6.29][6.30]. La codifica adottata considera il valore di γ pari a 1, perché l'introduzione di tale parametro è ancora oggetto di discussione e di verifica [6.31]. Il valore dell'indice di popolazione r nonostante vari nel tempo, in questa analisi viene normalmente considerato costante. Per uniformità sono stati presi i valori di r utilizzati dall'IMO pari a $r_{Liridi} = 2.9$, $r_{Eta\text{-}Aquaridi} = 2.7$, $r_{Orionidi} = 2.9$, anche se alcuni autori preferiscono usare $r = 2.5$ per gli sciami meteorici e $r = 3.4$ per le meteore di background [6.32]. Infine, il fattore di percezione c_p varia da osservatore a osservatore e dipende da fattori quali la tecnica di osservazione e l'esperienza, ma anche da caratteristiche biologiche e fisiologiche come l'età, il campo effettivo, la sensibilità della retina e la trasparenza del cristallino. Generalmente, questo parametro viene posto uguale a uno data la difficoltà di misurarlo con precisione, altre volte, come nel nostro caso, si considera come contributo unicamente il campo effettivo F, che corregge l'influenza attribuita a ostacoli o nubi che oscurano parte del campo visivo. L'eventuale disturbo della luce solare e lunare è corretto dalla normalizzazione della magnitudine limite. Per rendere più omogenei i risultati sono stati selezionati solo quei dati che presentavano una magnitudine limite pari o superiore a 5.5. Un ulteriore accorgimento nell'analisi è stato quello di selezionare solo quei dati che presentavano un'altezza del radiante superiore ai 20° e di mediare dinamicamente i valori dello ZHR allo scopo di ridurre gli errori.

Calcolato il valore dello ZHR è necessario stabilire l'attendibilità dello stesso attraverso la sua incertezza. Quest'ultima dipende a sua volta dall'entità degli scostamenti dalle condizioni standard e può essere calcolata con la seguente formula [6.26][6.29]:

$$\sigma_{ZHR} = \frac{ZHR}{\sqrt{N_{tot}}} \tag{6.19}$$

dove N_{tot} rappresenta il numero totale di meteore osservate, comprese quelle non appartenenti allo sciame.

6.2.2 Indice di popolazione

L'indice di popolazione *r* è il corrispettivo in campo visuale dell'indice di massa *s* adottato nel dominio radar. Allo stesso modo *r* dà una stima sulla composizione dei meteoroidi che formano un determinato sciame. L'indice di popolazione è una stima del rapporto del numero di meteore in classi di magnitudini contigue [6.29][6.30]:

$$r = \frac{N(M+1)}{N(M)} \tag{6.20}$$

In sostanza *r* è un valore che indica quanto sono numericamente superiori le meteore di magnitudine *M + 1* rispetto a quelle di magnitudine *M*.

Nonostante la definizione possa apparire alquanto semplice, la sua applicazione richiede una laboriosa procedura. Anche in questo caso sono stati analizzati i dati riguardanti le magnitudini prelevati dall'archivio dell'IMO. Il range delle luminosità viene suddiviso in quattordici classi unitarie, dalla -6 alla +7, che, per comodità, chiameremo M_i e, per ogni rispettiva classe, vengono segnalate il numero di meteore osservate N_i. Successivamente è necessario calcolare la variazione di magnitudine ΔM_i di ogni classe rispetto alla magnitudine limite L_m:

$$\Delta M_i = L_m - M_i \tag{6.21}$$

Si ottengono così le nuove classi di magnitudine ΔM_i a cui corrispondono un numero di meteore pari alla rispettiva classe M_i. A questo punto si ottiene la media pesata $<\Delta M>$ utilizzando la seguente formula:

$$< \Delta M >= \frac{\sum_i \Delta M_i N_i}{\sum_i N_i} \tag{6.22}$$

Per ridurre al minimo gli eventuali errori è stata eseguita una media dinamica a venti punti dei vari risultati ottenuti. Il valore dell'indice di popolazione si ricava interpolando i dati ottenuti con quelli contenuti in una tabella di riferimento.

r	<ΔM>	r	<ΔM>	r	<ΔM>
1.5	5.830	2.5	3.291	3.5	2.503
1.6	5.301	2.6	3.180	3.6	2.450
1.7	4.894	2.7	3.079	3.7	2.400
1.8	4.568	2.8	2.987	3.8	2.353
1.9	4.298	2.9	2.902	3.9	2.308
2.0	4.069	3.0	2.823	4.0	2.266
2.1	3.872	3.1	2.750	4.1	2.260
2.2	3.700	3.2	2.682	4.2	2.187
2.3	3.549	3.3	2.618	4.3	2.151
2.4	3.413	3.4	2.559	4.4	2.116

Tabella 6.2 *- Valori di riferimento standard per il calcolo dell'indice di popolazione r data la conoscenza della media delle classi di magnitudine riferite ad una magnitudine limite.*

La stima dell'errore dipende molto dal numero N di meteore in esame nel calcolare l'indice di popolazione e per $10 < N < 400$ vale la seguente formula [6.29]:

$$\sigma_r = \left(4.07 N^{-0.764} + 0.2\right)\sqrt{\frac{N}{N_{tot}}} \tag{6.23}$$

dove N_{tot} rappresenta il numero totale di meteore incluse nell'analisi.

A questo punto è possibile connettere l'indice di popolazione r con l'indice di massa s, in quanto esiste una ben nota relazione tra la magnitudine assoluta visuale M_v di una meteora e la potenza luminosa I irradiata dal meteoroide [6.3]:

$$M_v = 6.8 - 2.5 \log I \tag{6.24}$$

Almeno nel dominio ottico, si è accertato che la luminosità della meteora è direttamente proporzionale alla massa del meteoroide stesso [6.17]:

$$I \propto m^b \tag{6.25}$$

dove b in generale non è una costante, ma dipende da molti fattori quale, ad esempio, l'angolo zenitale.

Dalla definizione di indice di popolazione e di massa si trova la relazione che lega queste due quantità:

$$s = 1 + 2.5b \log r \tag{6.26}$$

Si è soliti attribuire al parametro b un valore costante pari a uno. Generalmente ai profili visuali si associa il grafico dell'andamento dell'indice di popolazione, dal quale è possibile ricavare utili informazioni sulla composizione delle particelle facenti parte dello sciame considerato.

Bibliografia

[6.1] Vogan E.L., Campbell L.L.: Meteor Signal Rates Observed in Forward- Scatter, *Canadian Journal of Physics*, **35**, p. 1176-1189, (1957)

[6.2] Jenniskens P.: Meteor stream activity: VI. A survey of annual meteor activity by means of forward meteor scattering, *Astronomy and Astrophysics*, **330**, p. 739-752, (1998)

[6.3] McKinley D.W.R.: Meteor Science and Engineering, edito da McGraw-Hill Book Company, (1961)

[6.4] Davis J., Greenhow J.S., Hall J.E.: The effect of attachement on radio echo observation of meteors, *Astron. Contr. Univ. Manchester*, Series II, Reprints 194, p.130-139, (1959)

[6.5] Weiss A.A.: Radio-echo observations of southern hemisphere shower activity from 1956 December to 1958 August, *Monthly Notice Royal Astronomical Society*, **120**, p. 387-403, (1960)

[6.6] Plavcova Z.: Mass distribution in the Geminid stream, *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*, **16**, p. 127, (1965)

[6.7] McIntosh B.A.: Further data concerning the 1963 anomalous increase in radar meteor rates, *Results of a symposium held August 9-13*, at Cambridge, p. 201, (1965)

[6.8] Baggaley W.J.: The effect of meteoric ion processes on radio studies of meteoroids, *Monthly Notice Royal Astronomical Society*, **159**, p. 203, (1972)

[6.9] Baggaley W.J., Cummack C.H.: Meteor train ion chemistry, *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, **36**, p. 1759-1773, (1974)

[6.10] Poole L.M.G., Nicolson T.F.: The effect of ionic processes on the characteristics of radio-echoes from meteor trains, *Planet. Space Sci.*, **23**, p. 1261-1277, (1975)

[6.11] Bronshten V.A.: Physics of Meteoric Phenomena, *Geophysics and Astrophysics Monographs*, edito da D. Reidel Publishing Company, (1983)

[6.12] Simek M.: Dynamics and evolution of the structure of five meteor streams, *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*, **38**, Vol. 2, p. 80-91, (1987)

[6.13] Bibarsov R.S.: *Bull. Astron. Inst. Astrofiz. Akad. Nauk. Tadzh. SSR*, **57**, p. 10, (1970)

[6.14] Jones W.E., Jones J.: Ionic diffusion in meteor trains, *Journal of Atmospheric and Terrestrial Phisics*, **52**, p. 185, (1990)

[6.15] Cevolani G., Gabucci M.F.: Mass distribution of meteoroids obtained by a meteor forward-scatter (MFS) radar method, *Il Nuovo Cimento*, **19 C**, N.2, p. 271-282, (1995)

[6.16] Hughes D.W.: P/Halley dust characteristics: a comparison between Orionid and eta-Aquarid meteor observations and those from the flyby spacecraft, *Astronomy & Astrophysics*, **187**, p. 879-888, (1987)

[6.17] Korschack R., Rendtel J.: Determination of Spatial Number Density and Mass Index from Visual Meteor Observations (I), *WGN: the Journal of the IMO*, **18:2**, p.44-58, (1990)

[6.18] Jines J., Collins J.G.: The mass distribution of radio meteors and the full-wave scattering theory, *Monthly Notice Royal Astronomical Society*, **166**, p. 529-542, (1974)

[6.19] Pecina P: On the determination of the mass distribution index from radar observation, *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*, **35**, p. 183-190, (1984)

[6.20] Kaiser T.R.: Radio echo studies of meteor ionization, *Advan. Phys.*, **2**, p. 495-544, (1953)

[6.21] McIntosh B.A., Simek M.: *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*, **25**, p. 180, (1974)

[6.22] Kresak L., Cometary dust trails and meteor storms, *Astronomy & Astrophysics*, **279**, p. 646-660, (1993)

[6.23] Bellot Rubio L.: Effects of a dependence of meteor brightness on the entry angle, *Astronomy & Astrophysics*, **301**, p. 602-608, (1995)

[6.24] Rendtel J., Brown P., Molau S. : The 1995 outburst and possible origin of the Alpha Monocerontid meteoric stream, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **279**, L31-L36, (1996)

[6.25] Brown P., Rendtel J.: The Perseid Meteor Stream: Characterization of Recent Activity from Visual Observations, *Icarus*, **124**, p. 414-428, (1996)

[6.26] Jenniskens P.: Meteor stream activity: I. The annual streams, *Astronomy & Astrophysics*, **287**, p. 990-1013, (1994)

[6.27] Jenniskens P.: Meteor stream activity: II. Meteor outbursts, *Astronomy & Astrophysics*, **295**, p. 206-235, (1995)

[6.28] Jenniskens P.: Meteor stream activity: III. Measurement of the first in a new series of Leonid outburst, *Meteoritics & Planetary Science*, **31**, p. 177-184, (1996)

[6.29] Korschack R., Rendtel J.: Determination of Spatial Number Density and Mass Index from Visual Meteor Observations (II), WGN*: the Journal of the IMO*, **18:4**, p.119-140, (1990)

[6.30] North American Meteor Network: Meteor showers and their observation: a North American Meteor Network Guide, (2001)

[6.31] Zvolankova J.: Dependance of the observed rate of meteors on the zenith distance of the radiant, *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*, **34**, p. 122-128, (1983)

[6.32] Kresakova M.: The magnitude distribution of meteors in meteor streams, *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso*, **3**, p. 75-109, (1966)

CAPITOLO 7

Liridi

…in pieno giorno e alla luce del Sole, l'apparizione di comete (leggi meteore) nei cieli in gruppi di tre, che, venute da occidente, correvano fino ad oriente a gran velocità e come in volo; lungo il loro percorso, sprizzavano e proiettavano lontano braci infiammate e scintille, e inalberavano code così estese che non si poteva valutare la loro larghezza e lunghezza.

Cronisti Atzechi, durante invasione spagnola

7.1 La storia

L'interesse per lo sciame delle Liridi si è sviluppato solo di recente a causa della relativa giovinezza della scienza meteorica. Una tempesta con un tasso orario di circa 700 meteore fu osservata da numerosi testimoni nell'est degli Stati Uniti nel corso dei giorni 19 e 20 aprile 1803, ma nessuna ulteriore attenzione venne riservata a tale sciame fino al 1835. In quell'anno si scoprì che le Leonidi di novembre rappresentavano uno sciame annuale, e, poichè gli astronomi cercavano di identificare altri sciami meteorici annuali, Arago congetturò che il 22 aprile potesse essere la data di un'attività meteorica ricorrente [7.1].

Molti dei lavori a conferma delle osservazioni di Arago furono compiuti da Herrick, il quale, durante il 1839, non solo eseguì osservazioni coordinate di questo sciame meteorico, ma raccolse ancora informazioni sull'attività del 1803. Herrick scoprì, inoltre, l'apparizione dello sciame nei giorni 9 aprile 1095, il 10 aprile 1096 e il 10 aprile 1122 [7.1]. Le sue osservazioni visuali, fatte insieme a Bradley, provarono che un'attività debole, ma definita era presente durante il 1839, col radiante situato a 273° di ascensione retta (AR) e +45° di declinazione (DEC) il giorno 19 aprile [7.2]. Malgrado questa apparente conferma, le Liridi furono ancora ignorate fino al 19-20 aprile 1864, quando Herschel osservò 16 meteore da un radiante posto a AR=277° e DEC=+35° [7.3]. Questa osservazione portò un nuovo interesse nello studio degli sciami meteorici in generale e delle Liridi in particolare.

Nel 1866, lo sciame annuale delle Perseidi fu associato alla cometa periodica Swift-Tuttle (1862 III) e le Leonidi alla cometa periodica Temple-Tuttle (1866 I) appena scoperta. All'inizio del 1867, gli astronomi erano ancora occupati a cercare l'evidenza del collegamento tra sciami meteorici e comete. A Vienna, Weiss era impegnato a calcolare gli incontri ravvicinati tra l'orbita terrestre e quella delle comete. Fu scoperto che il 20 aprile l'orbita della cometa Thatcher (C/1861 G1) passava a 0.002 unità astronomiche (UA) dall'orbita della Terra [7.4]. Più tardi nello stesso anno, Galle confermò matematicamente l'associazione tra la cometa Thatcher e le Liridi e tracciò con successo la storia dello sciame a partire dal 16 marzo 687 a.C. [7.5].

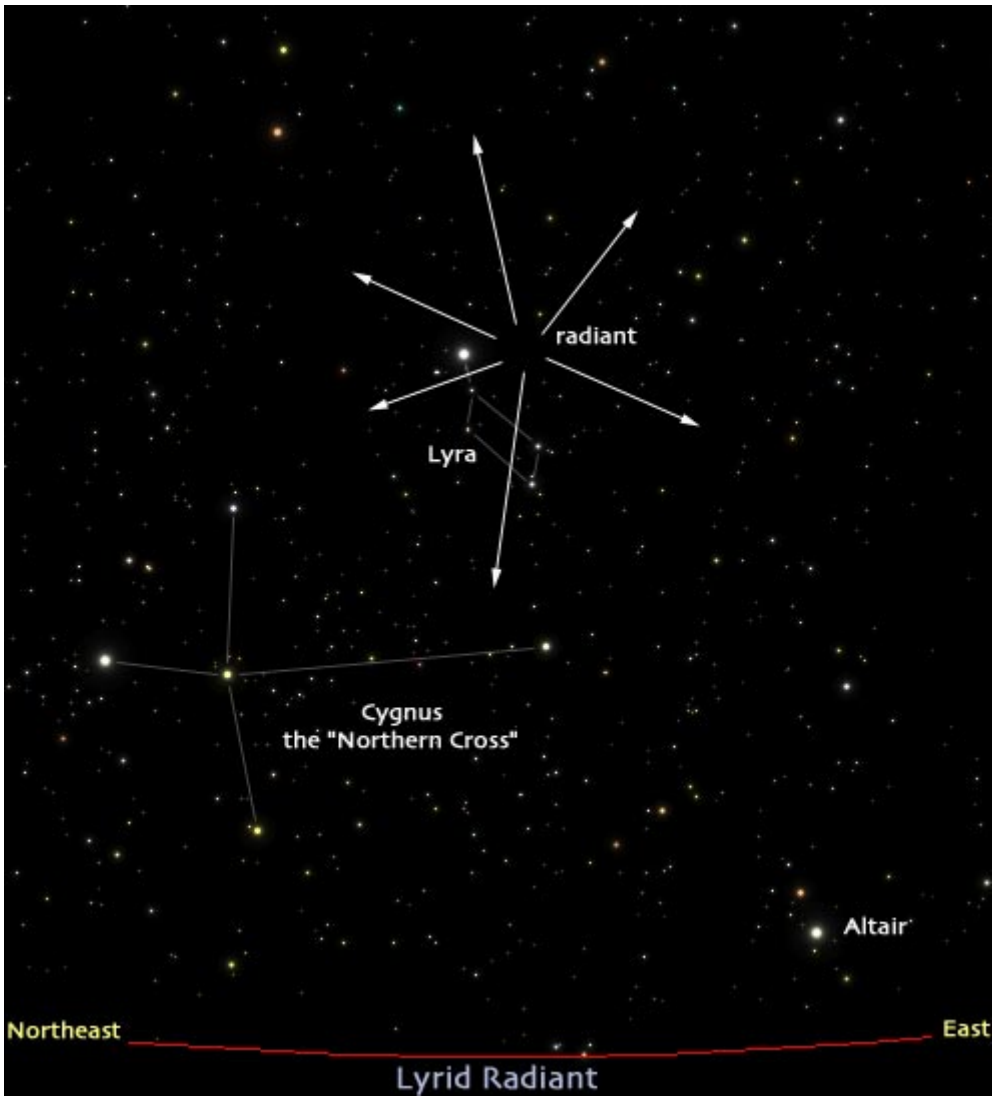

Figura 7.1 *- Rappresentazione della posizione in cielo del radiante delle Liridi.*

Le osservazioni delle Liridi aumentarono tra la fine del 1860 e l'inizio del 1870 e, come è stato il caso per molti sciami meteorici, Denning giocò un ruolo importante nella comprensione di questo sciame. Dal 1885, si scoprì che il radiante di questo sciame si muoveva giornalmente di circa un grado verso est. Dal 1923, questo fatto risultò talmente convincente, che Denning pubblicò le effemeridi del radiante indicando la posizione iniziale del radiante a AR=259° e DEC=+34° il 10 aprile, ed eventualmente il suo passaggio fino a AR=284° e DEC=+34° il 30 aprile [7.6].

Denning ammise di aver osservato le Liridi esclusivamente tra il 14 e il 26 aprile, ma estese le effemeridi del radiante in quanto era convinto che potessero essere presenti deboli tracce di attività anche al di fuori del range trovato. Gli studi visuali non sono

riusciti a dimostrare l'ipotesi di questa attività prolungata. Tra il 1961 e il 1965, il Radio Meteor Project, sotto la direzione di Sekanina, rilevò probabili membri di questo sciame fino al 3 maggio [7.7].

Oltre all'attività anomala del 1803, il tasso orario massimo è rimasto relativamente basso e costante, benché da allora si siano verificati altri inaspettati outburst. Nel 1849 e nel 1850 alcuni osservatori nel New Haven e in India, annotarono un inusuale numero di meteore il 20 aprile [7.8]. Altri outburst furono registrati nel 1984 [7.9], nel 1922 [7.10], nel 1945 [7.11] e nel 1982 [7.12].

Molti osservatori hanno cercato di stimare il periodo orbitale di questo sciame meteorico da osservazioni visuali. Herrick, attraverso studi storici sull'attività delle Liridi, concluse che lo sciame possedeva un periodo orbitale di 27 anni. Successivamente, Denning ricavò un periodo di 47 anni [7.8], ma la sua previsione di una attività anomala per il 1897 non si verificò dato che il tasso in quell'anno non superò le 6 meteore l'ora. Dopo l'outburst nel 1982, molti ricercatori rimarcarono il fatto che il periodo era di circa 60 anni, basandosi sugli aumenti del 1803, 1922 e 1982. Sfortunatamente sembrava che l'orbita delle Liridi contenesse molti addensamenti di materia distribuita irregolarmente che avrebbero reso impossibile trovare un accurato periodo basato su osservazioni visuali.

Utilizzando le tecniche radar e fotografiche, sono stati fatti molti tentativi nel determinare il periodo delle Liridi. Un'insieme di orbite fotografiche, pubblicata da Whipple nel 1952, rilevò due Liridi con un periodo che differiva di 300 anni [7.13]! Nel 1971, Lindblad pubblicò l'orbita di questo sciame, che risultò avere un periodo di 131 anni [7.14], mentre nel 1970, Sekanina pubblicò un'altra orbita basata su radio meteore che avevano un periodo medio di 9.58 anni [7.7].

La discrepanza nel periodo orbitale delle Liridi è principalmente dovuto alla scarsità di dati. Il numero di meteore ottenute dal maggior archivio di meteore fotografiche è 12, di cui solo 6 sono considerate attendibili. Il periodo della cometa Thatcher calcolato in 415 anni è probabilmente più affidabile oggi di quanto non lo sia il periodo orbitale trovato per le Liridi.

Le Liridi esibiscono un unico picco al massimo di attività, una caratteristica generalmente esibita da sciami meteorici giovani o non alterati da importanti perturbazioni planetarie. Dal momento che l'inclinazione dell'orbita della cometa è 79.8° e che esistono prove che l'attività perdura dal 687 a.C., allora l'ultimo scenario

sembra il più appropriato [7.15]. In generale, il massimo si verifica attorno alla longitudine solare 31.6°, ma altre osservazioni visuali ben documentate lo pongono in un intervallo compreso tra 31.4° e 31.7°. I più recenti studi menzionati da Lindblad riguardanti orbite fotografiche danno un valore pari a 31.6°, mentre gli studi radar condotti da Sekanina forniscono una longitudine solare di 32.0°.

Nel 1961, Hindley dimostrò che la stretta relazione tra la posizione del massimo calcolato con tecniche visuali e fotografiche non poteva essere interpretata a priori come l'azione di una forza dispersiva di tipo di Poynting-Robertson [7.10]. Come sostegno a tale affermazione, Hindley aggiunse che alcune osservazioni occasionali antecedenti al 687 a.C. indicavano un moto dei nodi orbitali di questo sciame negli ultimi 2600 anni inesistente o molto limitato!

Kronk in generale sostiene la visione di Hindley dell'età avanzata dello sciame dato che, malgrado una mancanza di evidenti perturbazioni planetarie, l'attività dello sciame è visibile ogni anno [7.16]. Così, le particelle appartenenti allo sciame sono distribuite completamente attorno all'orbita, anche se irregolarmente. È curioso che esista un'ampia differenza tra il periodo orbitale determinato con dati fotografici e quelli radar. I dati fotografici indicano un periodo superiore ai 100 anni, mentre quelli radar indicano un periodo di circa 10 anni. Tale discrepanza può essere causata o dalla minore presenza dell'effetto Poynting-Robertson o da seri errori nella determinazione dell'orbita dai dati radar.

Studi recenti sulle caratteristiche delle Liridi hanno rilevato molti aspetti interessanti. Nel 1972, osservazioni effettuate dai membri del planetario di Mosca durante i giorni dal 16 al 20 aprile hanno evidenziato una magnitudine media di 3.3 [7.17]. L'analisi di Hindley rivelava invece una magnitudine pari a 2.09 nel 1960 e nel 1976, e di 2.90 nel periodo 1971-1984. La Dutch Meteor Society ha misurato una magnitudine pari a 2.77 nel 1985. In aggiunta, la percentuale di meteore con scia persistente era del 15.9% secondo alcuni osservatori californiani nel 1974, 16.4% secondo Martinez nel 1977 e 10.4% secondo la Dutch Meteor Society nel 1985.

Sebbene variazioni di magnitudine media possono essere attribuite alle condizioni di osservabilità, poiché molti degli osservatori si trovavano sotto cieli con magnitudine limite zenitale pari a 6.5, le differenze sono reali e dovute presumibilmente alla variazione di massa dei meteoroidi all'interno dello sciame. Ciò è stato suggerito da Porubcan e Stohl nel 1983, dopo l'analisi di osservazioni visuali ottenute dagli

osservatori dello Skalnate Pleso Observatory nel 1945, 1946, 1947 e 1952. Essi notarono che il massimo anomalo di 40 meteore l'ora nel 1946 era stato caratterizzato da un incremento di meteore deboli [7.18]. L'outburst del 1982 esibì la stessa anomalia con una luminosità media che variava tra la magnitudine uno e quella che era solita possedere in condizioni normali.

Recenti stime del tasso orario normale non sembrano far emergere nessun cambiamento da ciò che gli osservatori avevano rilevato 80-90 anni fa, con uno ZHR tipico compreso tra 8 e 15. Sono stati misurati valori dello ZHR di 13.5 nel 1969, 17 nel 1974 [7.19] e 13.1 nel 1985 [7.20].

La durata dell'attività di tale sciame è abbastanza ridotta. Quattro astrofili del sud della California (Devault, Heil, Setter e Fischer) hanno osservato le Liridi dal 20 al 24 aprile nel 1974 e hanno concluso che lo sciame rimane sopra un quarto del suo tasso massimo per 3.6 giorni [7.21].

7.2 La cometa progenitrice

Come è stato accennato precedentemente, è generalmente accettata l'associazione tra lo sciame meteorico delle Liridi e la cometa C/Thatcher 1861 G1. Tale corpo ha fatto la sua ultima apparizione nel 1861, mostrando di essere una cometa a lungo periodo, superiore ai 400 anni. Solo in questa occasione sono stati ottenuti dati astronometrici per ricavare i parametri orbitali dell'oggetto. In merito a tale corpo celeste non vi sono antiche documentazioni e dunque l'orbita è stata ricavata utilizzando unicamente i dati del 1861. Il primo a determinarne i parametri orbitali fu Oppolzer [7.22], anche se l'orbita attualmente accettata è quella dedotta da Marsden per mezzo dei dati relativi al passaggio al perielio nel giugno 1861 i cui parametri orbitali sono riportati in tabella 7.1 [7.23].

ω (°)	Ω (°)	i (°)	q (UA)	e	a (UA)
213.4457	31.1696	79.768	0.9207	0.983465	55.6819

Tabella 7.1 *- Parametri orbitali della cometa C/1861 G1 (Thatcher).*
ω = argomento del perielio (angolo in orbita tra il nodo ascendente e il punto del perielio)
Ω = longitudine del nodo ascendente (angolo tra l'equinozio di primavera e il punto dell'orbita che taglia da sotto a sopra il piano dell'eclittica)
i = inclinazione (angolo tra l'eclittica e il piano dell'orbita)
q = distanza al perielio
e = eccentricità dell'orbita ellittica
a = semiasse maggiore dell'orbita

Da questi parametri si è dedotto che il periodo orbitale di tale oggetto è di 415.5 anni, pari esattamente a 35 periodi gioviani e a 14 periodi orbitali di Saturno. Ovviamente il breve periodo osservativo rende piuttosto incerti tali elementi. In particolare si è potuto stimare che l'errore sul periodo della cometa Thatcher è al massimo di 30 anni.

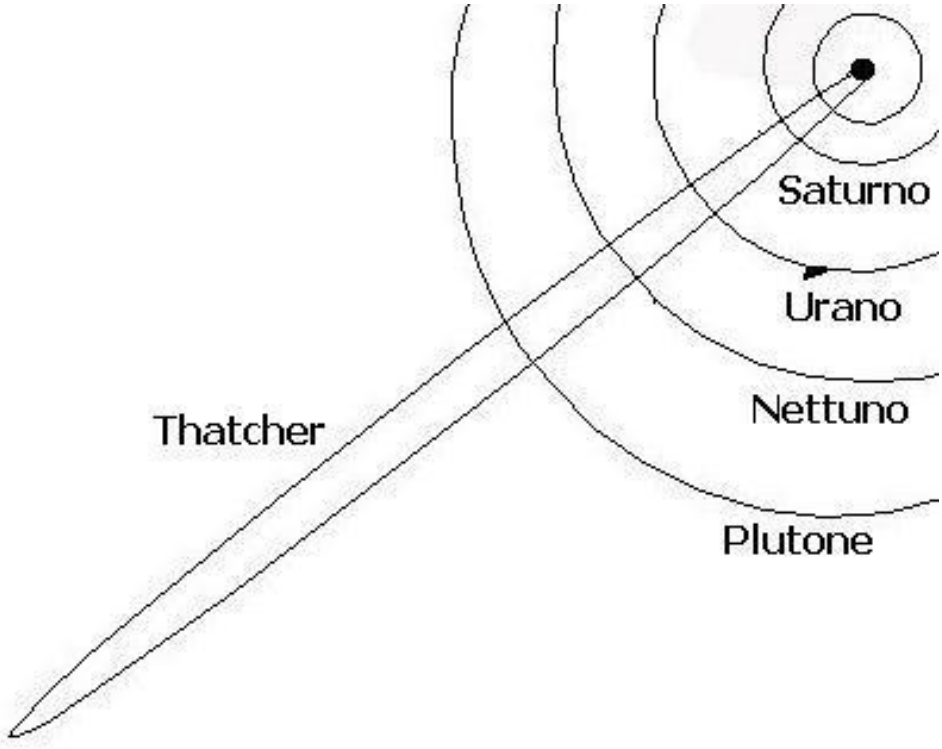

Figura 7.2 *- Rappresentazione bidimensionale dell'orbita della cometa Thatcher.*

Una delle caratteristiche più interessanti di tale cometa è la sua inclinazione che la porta ad essere quasi ortogonale al piano dell'eclittica. Tuttavia si ritiene che nell'arco della sua storia tale corpo abbia subito notevoli perturbazioni ad opera principalmente di Giove e Saturno, così da modificarne sensibilmente alcuni parametri orbitali [7.24]. Questa situazione, sfortunatamente, non può essere verificata, ma rappresenta uno dei possibili scenari che possono causare una periodicità nello sciame cometario delle Liridi di 12 anni [7.25]. L'orbita è stata integrata per quattro precedenti apparizioni utilizzando il metodo Runge-Kutta-Nystrom e i risultati sono riportati in tabella 7.2 [7.26].

Data	ω (°)	Ω (°)	i (°)	q (UA)	e	a (UA)	P_1 (anni)	P_2 (anni)
1861	213.445	31.169	79.786	0.9207	0.9834	55.6819	415	-
1471	213.824	31.899	79.845	0.9156	0.9828	53.2591	389	390
1104	213.955	31.956	79.995	0.9114	0.9822	51.3172	368	367
754	213.781	31.991	79.946	0.8964	0.9822	50.3340	357	350
399	213.469	31.881	79.609	0.8911	0.9832	53.1033	387	355

Tabella 7.2 *- Parametri orbitali della cometa Thatcher nei suoi ultimi passaggi al perielio ottenuti attraverso integrazioni numeriche. P_1 è il periodo calcolato dai parametri orbitali, mentre P_2 è l'intervallo tra due passaggi successivi al perielio.*

Una delle peculiarità della cometa Thatcher è che la sublimazione del nucleo sembra iniziare a una distanza eliocentrica di circa 8.5 UA piuttosto che a 3-4 UA. Tale assunzione è stata fatta sull'ipotesi che tale corpo sia molto simile alla cometa Halley [7.27][7.28].

Si stima che lo sciame meteorico segua un'orbita simile a quella del corpo progenitore. Tuttavia nel caso delle Liridi questa affermazione non sembra corrispondere esattamente alla realtà. Infatti, mentre la maggior parte dei parametri orbitali dello sciame rispecchiano quelli della cometa Thatcher, si riscontra un'ampia differenza nella misura del semiasse maggiore dell'orbita. Inoltre i risultati ottenuti con tecniche fotografiche [7.13][7.16][7.29][7.30][7.31] presentano delle discrepanze con quelli ottenuti attraverso tecniche radar [7.7][7.32].

	ω (°)	Ω (°)	i (°)	q (UA)	e	a (UA)
Foto	214.532	32.432	79.614	0.918	0.971	31.604
Radar	215.104	30.981	77.355	0.921	0.818	5.110
F+R	214.050	32.075	79.387	0.920	0.942	15.883
Cometa	213.4457	31.1696	79.768	0.9207	0.983465	55.6819

Tabella 7.3 *- Confronto tra l'orbita dello sciame delle Liridi ricavata con tecniche fotografiche, radar, una combinazione tra le due e l'orbita della cometa Thatcher.*

7.3 1996

Nel 1996 lo sciame delle Liridi è stato osservato dal radar BLM unicamente lungo la direttrice Bologna-Lecce dato che, sfortunatamente, la direttrice Bologna-Modra era ancora sotto verifica tecnica. La procedura utilizzata è stata quella di osservare i giorni in cui era presente l'attività dello sciame e successivamente di identificare il giorno in cui l'attività risultava predominante. Nel 1996 il massimo di attività è stato osservato nel giorno 22 aprile.

Dopo aver eseguito la preventiva analisi, consistente nella sottrazione del background sporadico, nel recupero del dead-time e nella correzione per l'attaccamento, è iniziata la vera analisi. Per prima cosa è stato rappresentato in scala bilogaritmica il numero cumulativo di echi in funzione della loro durata, corretta per attaccamento.

Eventuali deviazioni dall'andamento lineare possono servire per evidenziare errori nella procedura che trasforma il tempo di attaccamento in quello di diffusione. In questo caso si vede chiaramente che la tecnica utilizzata è risultata corretta. Da tale andamento è altresì possibile ricavare l'indice di massa medio dello sciame che in questo caso è risultato essere pari a $s = 2.2 \pm 0.1$.

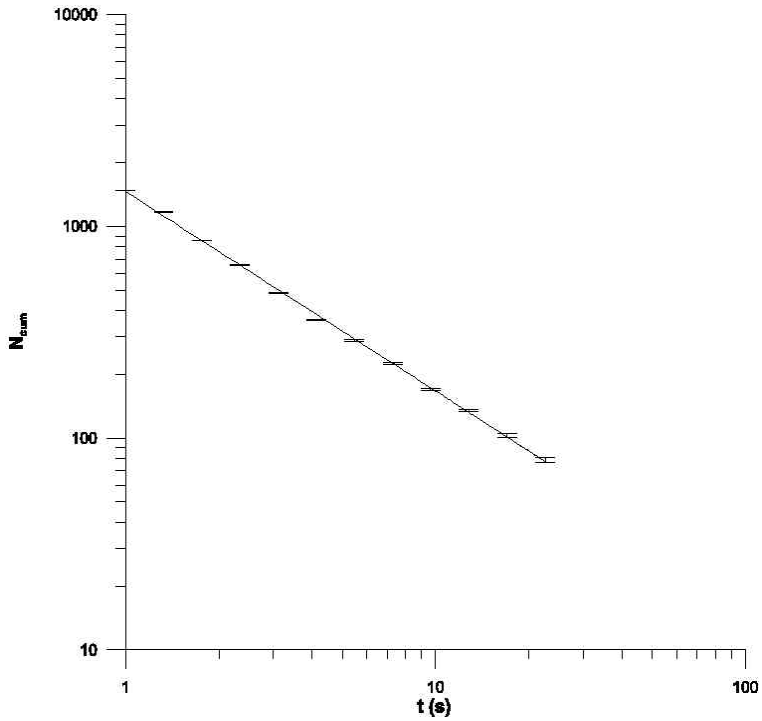

Figura 7.3 *- Numero cumulativo degli echi in funzione della durata dell'eco in scala bilogaritmica.*

Il passo successivo è stato quello di rappresentare il numero di echi superiori ad una determinata durata in funzione sia delle ore del giorno, sia in funzione della longitudine solare λ_0, definita come l'angolo formato sul piano dell'eclittica tra la Terra e il punto equinoziale di primavera γ, misurato nel senso di rivoluzione della Terra. A causa della precessione degli equinozi e della nutazione, che provocano lo spostamento del punto γ rispetto alle stelle fisse, è indispensabile specificare l'epoca a cui si riferisce la longitudine solare. Quindi, per eliminare ogni ambiguità, tutte le longitudini solari riportate saranno riferite all'equinozio J2000.0. Le durate sono state scelte maggiori a 0, 1, 8 e 16 secondi. Gli echi con durata T>0 secondi rappresentano tutti gli echi rilevati, sia ipodensi che iperdensi, mentre per T>1 secondi si hanno solo echi iperdensi. Questi tipi di grafici danno una valutazione della quantità di oggetti di piccola massa che vengono a contatto con l'atmosfera terrestre. Di maggiore interesse sono gli echi superiori a 8 secondi. Infatti, è consuetudine ritenere che tali echi siano un tracciante della vera attività dello sciame e per tale ragione tale grafico risulta di grande interesse. Il caso di echi di durata T>16 secondi è utilizzato come termine di verifica delle conclusioni che possono scaturire da una prima analisi ottenuta dall'attività a 8 secondi.

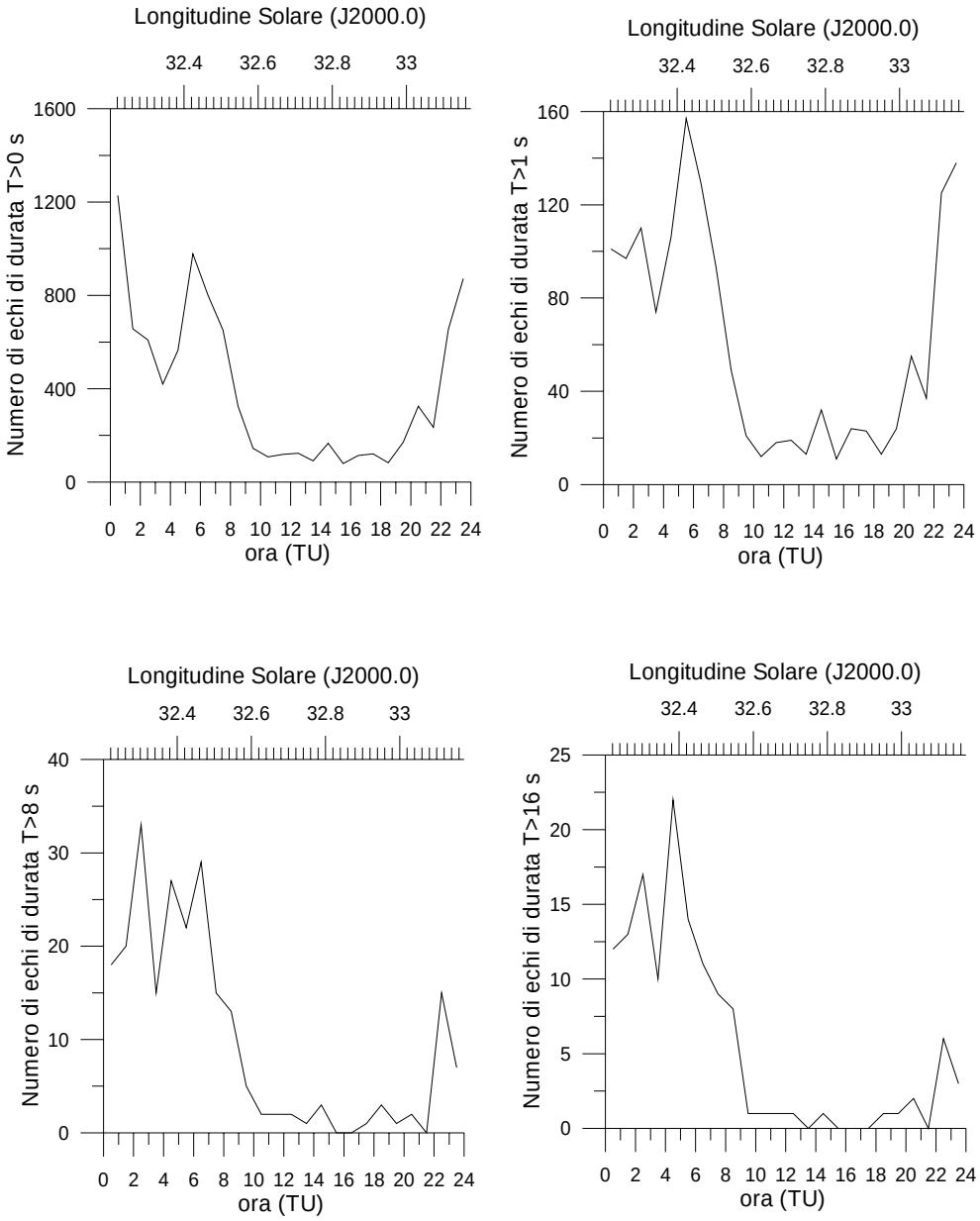

Figura 7.4 *- Attività dello sciame delle Liridi il 22 aprile 1996 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Lecce.*

L'attività dello sciame a T>8 secondi mostra la presenza di tre picchi: il primo intorno alla longitudine solare $\lambda_0 = 32.29° \pm 0.02°$ (22 aprile 1996, $02^h\ 30^m \pm 30^m$ TU), il secondo a $\lambda_0 = 32.37° \pm 0.02°$ (22 aprile 1996, $04^h\ 30^m \pm 30^m$ TU) e il terzo a $\lambda_0 = 32.45° \pm 0.02°$ (22 aprile 1996, $06^h\ 30^m \pm 30^m$ TU). Il primo picco è anche quello più pronunciato con un tasso di circa 33 ± 4. Andando ad analizzare le durate maggiori, si vede come siano presenti i primi due picchi, mentre il terzo sia totalmente assente. Il grafico relativo alle durate T>1 mostra ugualmente una struttura bimodale. Questo

sembra indicare che la Terra nel suo moto intorno al Sole abbia incontrato degli addensamenti di meteoroidi. Di grande utilità per conoscere la composizione dello sciame è lo studio dell'indice di massa. Dato che la procedura che porta a ricavare tale parametro necessita di molti punti sperimentali nel grafico log N_c – log T_D, è stato necessario considerare intervalli di due ore in calcolare il valore di *s*.

Data	Ora (TU)	Longitudine Solare (J200.0)	Indice di massa s	σ_s
22/04/1996	00 - 02	32.20 – 32.28	2.17	0.06
22/04/1996	02 - 04	32.28 – 32.35	1.80	0.04
22/04/1996	04 - 06	32.35 – 32.44	1.99	0.03
22/04/1996	06 - 08	32.44 – 32.52	1.90	0.03
22/04/1996	08 - 10	32.52 – 32.60	1.70	0.06

***Tabella 7.4** - Andamento dell'indice di massa per lo sciame delle Liridi il 22 aprile 1996 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Lecce.*

Quello che emerge è che i picchi di attività hanno una composizione simile. Inoltre, il basso valore dell'indice di massa nei picchi rispetto a quello medio dello sciame sta ad indicare che i massimi sono ricchi di particelle di grande massa.

È interessante confrontare i dati radar con quelli visuali ricavati dall'archivio dell'IMO. Nonostante le Liridi non siano uno degli sciami principali, le osservazioni nel 1996 sono state numerose permettendo così di ricavare un profilo di attività completo. Dato che è impossibile affermare che il massimo di attività radar coincida con quello visuale, si è deciso di analizzare oltre il giorno del massimo radar anche quello precedente e quello successivo, quindi i dati visuali si riferiscono al periodo 21 - 23 aprile 1996.

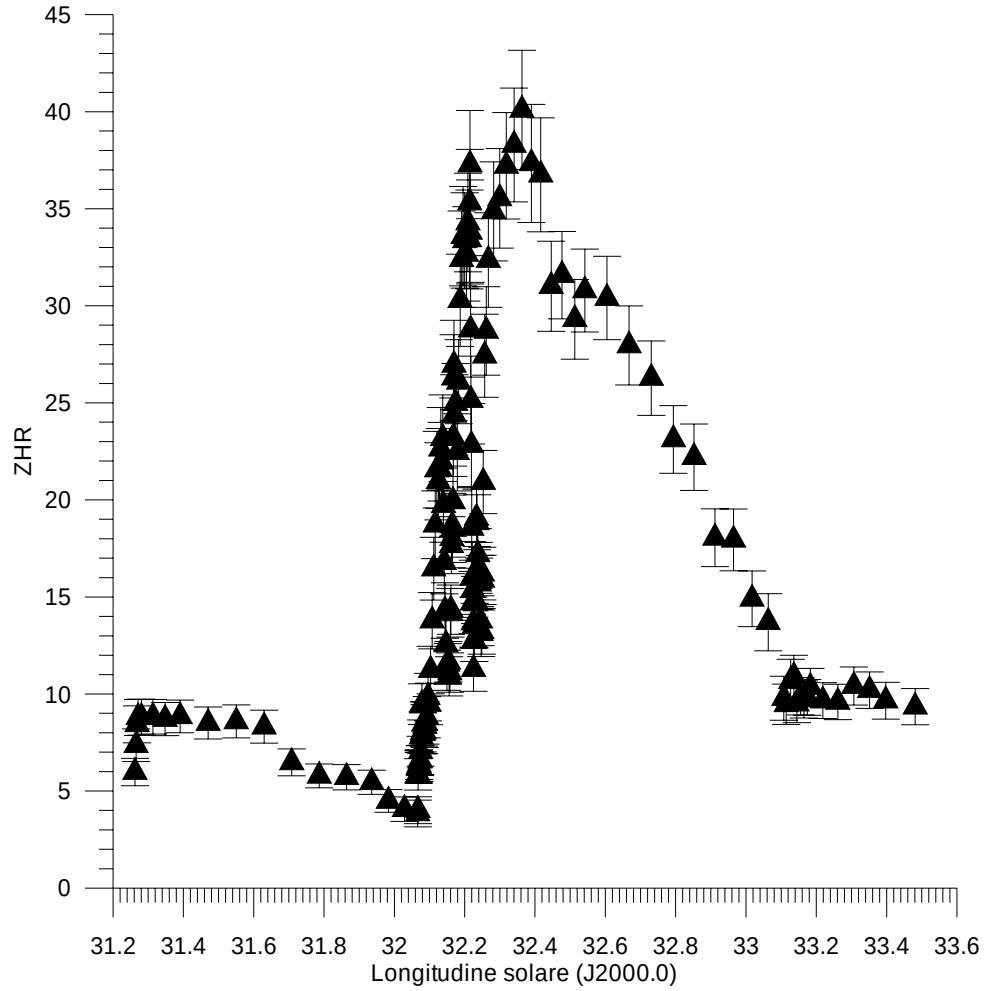

Figura 7.5 *- Profilo visuale dello sciame delle Liridi dal 21 al 23 aprile 1996.*

In tale caso il massimo è localizzato a $\lambda_0 = 32.36° \pm 0.01°$ (22 aprile 1996, $04^h\ 09^m \pm 15^m$ TU) con un tasso orario zenitale pari a 40 ± 3. Questo picco corrisponde abbastanza bene con il secondo trovato dai dati radar. Invece il primo massimo osservato dal radar non è stato rivelato visualmente. Le osservazioni visuali sono meno sensibili di quelle radar e risentono maggiormente delle fluttuazioni esterne. Un profilo parziale ottenuto dall'International Meteor Organization mostra la presenza di un massimo localizzato alla longitudine solare $\lambda_0 = 32.31° \pm 0.05°$ (22 aprile 1996, $02^h\ 47^m \pm 1^h\ 15^m$ TU) che raggiunge uno ZHR pari a 28 ± 12. Questi risultati sono compatibili molto bene con quelli ottenuti dalla precedente analisi che quindi risulta confermata.

Una verifica ulteriore alle tesi sopra esposte può venire dall'indice di popolazione ricavato dai dati visuali, immediatamente convertito in indice di massa per essere facilmente confrontato con i risultati radar. Sfortunatamente, a causa della scarsità di

dati, si hanno a disposizione risoluzioni temporali molto contenute, che in questo caso risultano essere dell'ordine delle dieci ore. Nonostante ciò, è stato trovato un valore dell'indice di massa pari a $s = 1.9 \pm 0.2$ per l'intervallo temporale in cui si ha la presenza del massimo, valore compatibile con i risultati radar.

7.4 1997

Nel 1997 sono state eseguite osservazioni radar sia lungo la direttrice Bologna-Lecce che Bologna-Modra, con una sensibilità su questa seconda direttrice che è circa un terzo di quella Bologna-Lecce. Anche nel 1997 il massimo dello sciame si è verificato il giorno 22 aprile.

In questa occasione, innanzitutto, è stato rappresentato in scala bilogaritmica il numero cumulativo di echi in funzione del tempo di diffusione degli stessi.

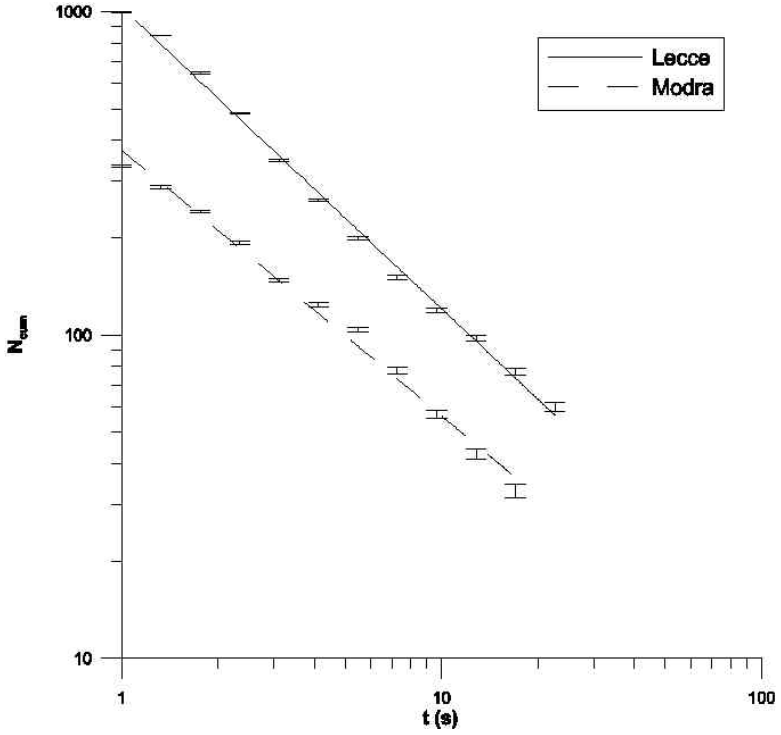

Figura 7.6 *- Numero cumulativo degli echi in funzione della durata dell'eco in scala bilogaritmica registrati dalla stazione di Lecce (linea continua) e di Modra (linea tratteggiata).*

In figura 7.6 si è scelto di non normalizzare i valori dei conteggi per evidenziare la minore sensibilità della stazione ricevente di Modra rispetto a quella di Lecce. La tecnica di ripristino del tempo di diffusione è stata applicata con successo in entrambi i casi. Lungo la direttrice Bologna-Lecce si è trovato un indice di massa medio per lo sciame pari a $s = 2.3 \pm 0.1$, mentre nell'altro caso è risultato $s = 2.4 \pm 0.1$. Dunque i due valori sono compatibili e dimostrano il corretto funzionamento del sistema. Sono stati successivamente raffigurati i profili di attività dello sciame per le due stazioni.

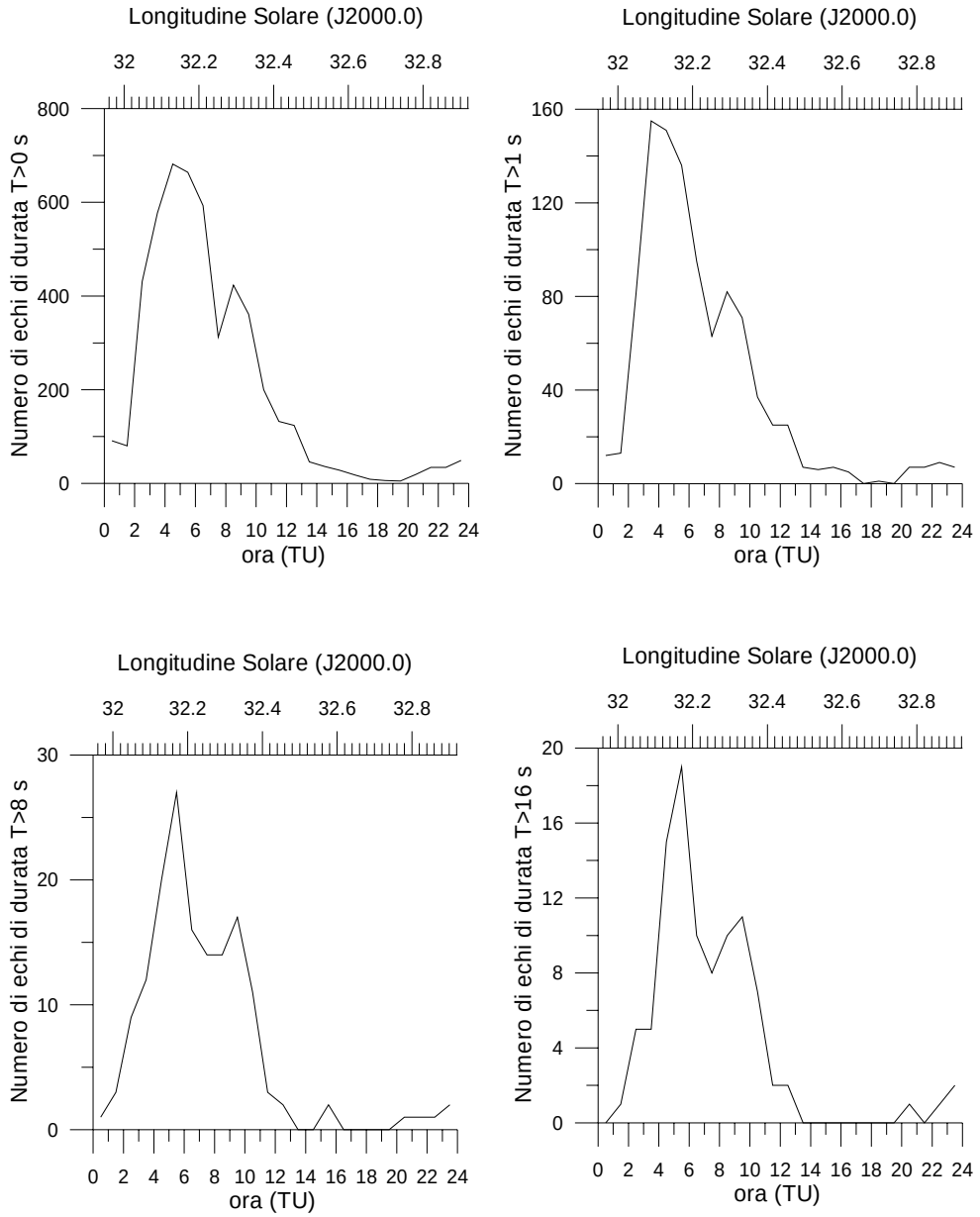

Figura 7.7 *- Attività dello sciame delle Liridi il 22 aprile 1997 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Lecce.*

La struttura dello sciame rivela la presenza di due picchi, di cui il primo a $\lambda_0 = 32.17° \pm 0.02°$ (22 aprile 1997, $05^h\ 30^m \pm 30^m$ TU) mentre il secondo a $\lambda_0 = 32.33° \pm 0.02°$ (22 aprile 1997, $09^h\ 30^m \pm 30^m$ TU). Il primo picco è anche quello più pronunciato con un tasso orario di 27 ± 3. Questa stessa struttura è altresì presente sia alle durate maggiori sia a quelle inferiori a 8 secondi.

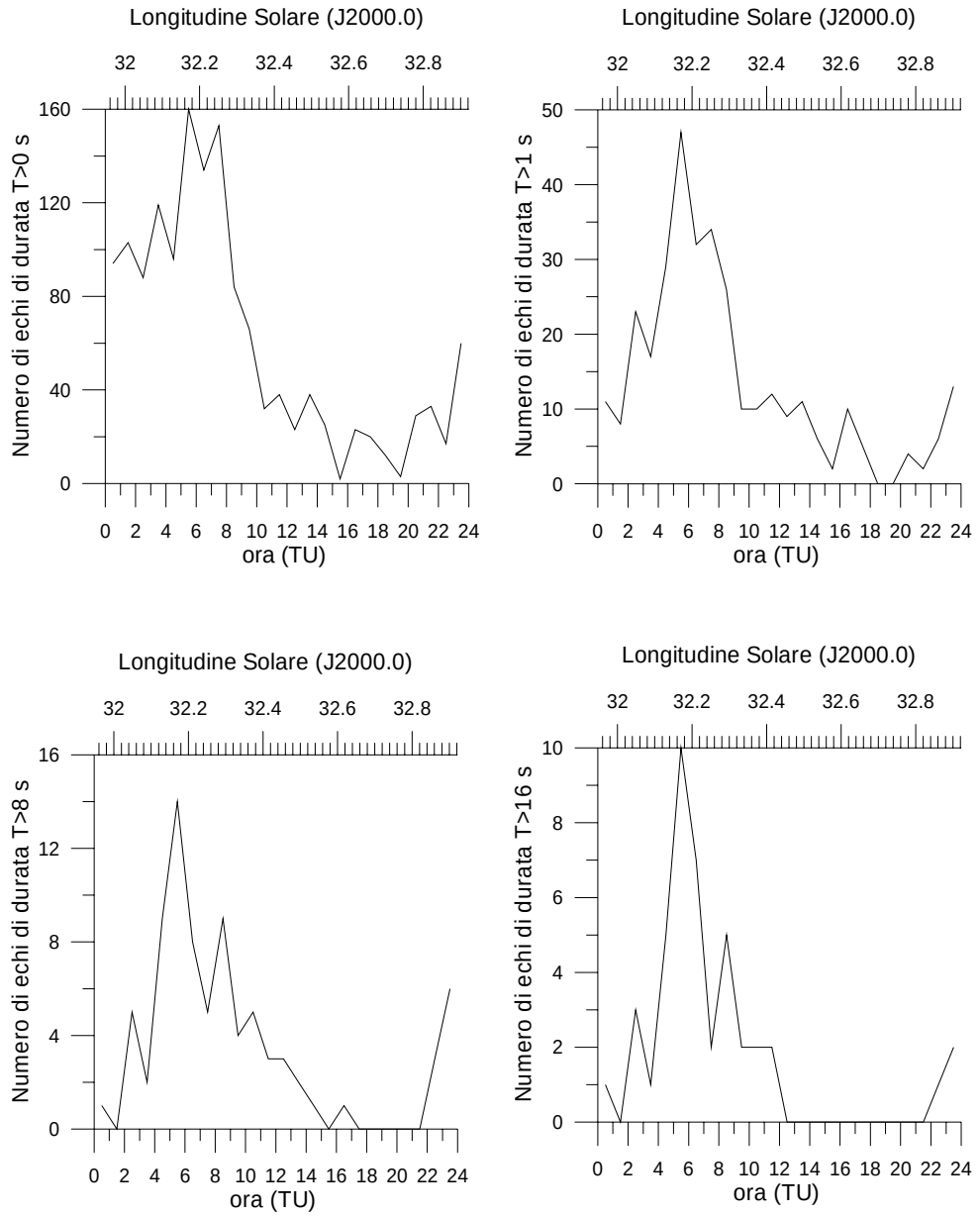

Figura 7.8 *- Attività dello sciame delle Liridi il 22 aprile 1997 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Modra.*

Nel caso della direttrice Bologna-Modra sono stati individuati due picchi nella posizione rispettivamente pari a $\lambda_0 = 32.16° \pm 0.02°$ (22 aprile 1997, $05^h\ 30^m \pm 30^m$ TU) e $\lambda_0 = 32.28° \pm 0.02°$ (22 aprile 1997, $08^h\ 30^m \pm 30^m$ TU). Anche in questo caso il valore massimo è localizzato in corrispondenza del primo picco con un tasso orario di 14 ± 2, tuttavia questo non è utile come termine di paragone con i risultati precedenti in quanto la sensibilità dei due ricevitori è differente. La posizione del massimo principale è la stessa sia nel caso di Lecce che in quello di Modra, mentre il secondo massimo non coincide. Questa discrepanza potrebbe essere dovuta alla differenza delle funzioni di osservabilità o della sensibilità dei due ricevitori.

È utile analizzare l'indice di massa lungo le due direttrici per poter avvalorare una delle due ipotesi.

Data	**Ora (TU)**	**Longitudine Solare (J200.0)**	**Indice di massa s**	**σ_s**
22/04/1997	00 - 02	31.94 – 32.02	2.3	0.1
22/04/1997	02 - 04	32.02 – 32.11	2.59	0.03
22/04/1997	04 - 06	32.11 – 32.19	2.16	0.02
22/04/1997	06 - 08	32.19 – 32.27	2.14	0.03
22/04/1997	08 - 10	32.27 – 32.35	2.10	0.03

Tabella 7.5 *- Andamento dell'indice di massa per lo sciame delle Liridi il 22 aprile 1997 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Lecce.*

Dai dati di Lecce si evidenzia come il massimo principale sia dovuto a particelle grandi rispetto a quelle medie dello sciame. Come per il 1996, i due massimi e la zona di diminuzione tra questi hanno pressoché lo stesso indice di massa e questo indica una diversa distribuzione spaziale delle particelle che compongono lo sciame piuttosto che una diversa composizione.

Data	Ora (TU)	Longitudine Solare (J200.0)	Indice di massa s	σ_s
22/04/1997	00 - 02	31.94 – 32.02	2.3	0.1
22/04/1997	02 - 04	32.02 – 32.11	2.07	0.06
22/04/1997	04 - 06	32.11 – 32.19	1.85	0.03
22/04/1997	06 - 08	32.19 – 32.27	2.10	0.05
22/04/1997	08 - 10	32.27 – 32.35	1.87	0.05

Tabella 7.6 *- Andamento dell'indice di massa per lo sciame delle Liridi il 22 aprile 1997 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Modra.*

Gli indici di massa ricavati dai dati di Modra nel periodo del massimo principale dello sciame mostrano valori inferiori da quelli ricavati dai dati di Lecce. Questo significa che lo strumento ha rilevato particelle più massive, mantenendo tuttavia nella zona tra i due massimi un indice di massa pari a quello calcolato nel caso di Lecce.

Il confronto coi dati visuali è praticamente impossibile in quanto il giorno 22 aprile 1997 la presenza della luna piena ha contaminato notevolmente i risultati delle osservazioni visuali. Queste ultime hanno rilevato un massimo avente uno ZHR = 12 ± 6 alla longitudine solare $\lambda_0 = 32.3° \pm 0.2°$ (22 aprile 1997, $08^h\ 40^m \pm 5^h$ TU) con un indice di massa pari a $s = 1.8 \pm 0.2$, valore molto simile a quello ricavato dalla direttrice Bologna-Lecce.

7.5 1998

Anche il 1998 è stato un anno favorevole per lo studio dello sciame delle Liridi in quanto entrambe le direttrici del sistema radar BLM hanno registrato una marcata attività. Come nei due precedenti anni il massimo dell'attività meteorica è stato registrato il giorno 22 aprile.

La figura 7.9 mostra l'andamento del numero cumulativo di echi in funzione del tempo di diffusione.

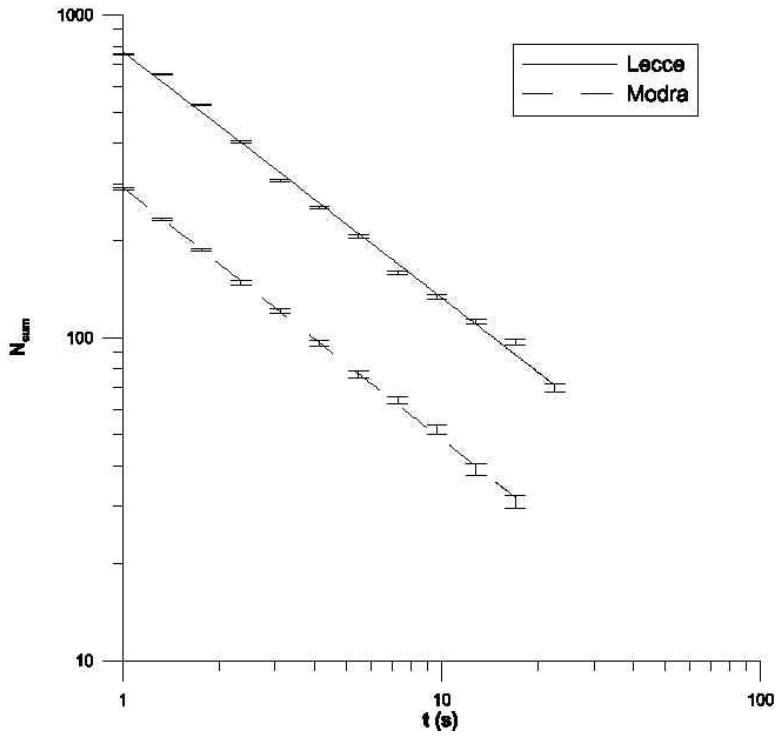

Figura 7.9 *- Numero cumulativo degli echi in funzione della durata dell'eco in scala bilogaritmica registrati dalla stazione di Lecce (linea continua) e di Modra (linea tratteggiata).*

La trasformazione dal tempo di attaccamento a quello di diffusione ha conseguito anche in questo caso ottimi risultati e questo a conferma della bontà della procedura utilizzata. Dall'analisi dell'indice di massa medio dei due sciami si ottiene lo stesso valore pari a $s = 2.0 \pm 0.1$ sia per Lecce che per Modra.

In seguito è stato trovato il profilo dello sciame lungo le due direttrici (figura 7.10).

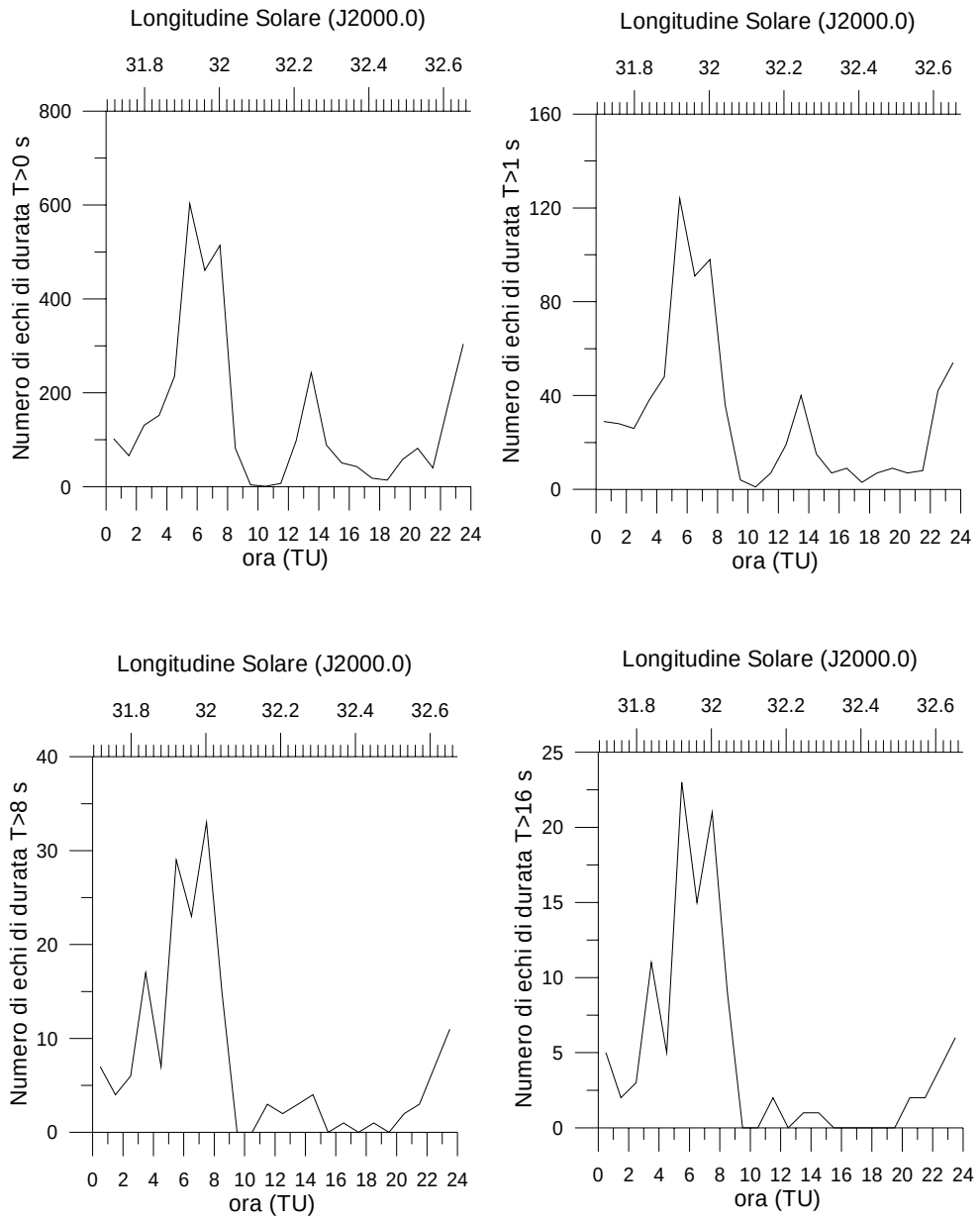

Figura 7.10 *- Attività dello sciame delle Liridi il 22 aprile 1998 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Lecce.*

Il profilo a 8 secondi rivela la presenza di tre picchi posti rispettivamente alla longitudine solare $\lambda_0 = 31.84° \pm 0.02°$ (22 aprile 1998, $03^h\ 30^m \pm 30^m$ TU), $\lambda_0 = 31.91° \pm 0.02°$ (22 aprile 1998, $05^h\ 30^m \pm 30^m$ TU) e $\lambda_0 = 32.00° \pm 0.02°$ (22 aprile 1998, $07^h\ 30^m \pm 30^m$ TU). Il terzo picco è quello che raggiunge il tasso orario più elevato pari a 34 ± 4, con un valore molto simile a quello ricavato per il secondo massimo. Anche a durate T>16 secondi si continua ad avere la stessa struttura a tre picchi, dove però il

secondo massimo predomina sul terzo. Invece nei grafici corrispondenti ad echi di durata T> 0 secondi e T > 1 secondi sono presenti solo due picchi.

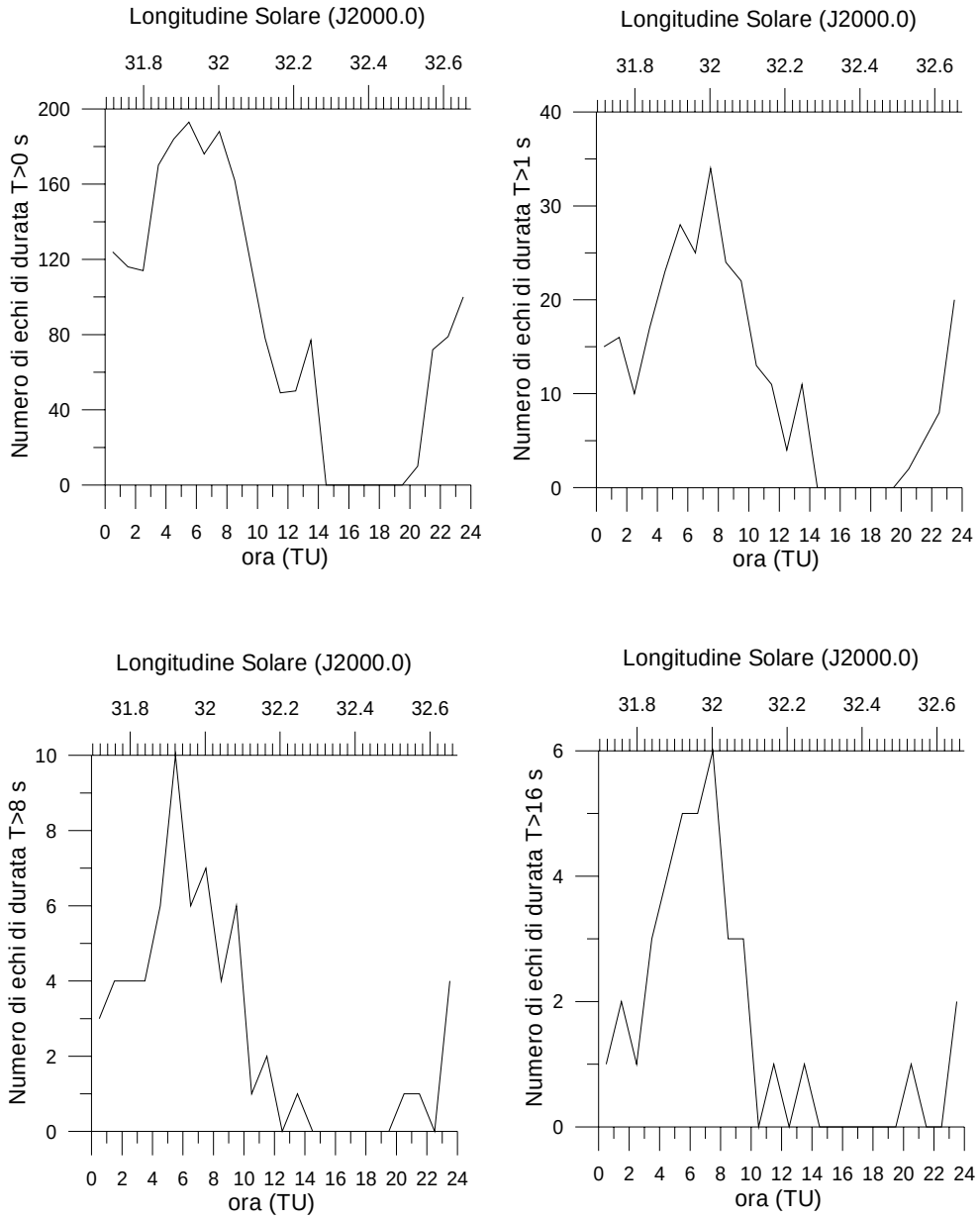

Figura 7.11 *- Attività dello sciame delle Liridi il 22 aprile 1998 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Modra.*

I dati di Modra evidenziano la presenza di tre picchi posti rispettivamente a λ_0 = 31.91° ± 0.02° (22 aprile 1998, $05^h\ 30^m \pm 30^m$ TU), λ_0 = 32.00° ± 0.02° (22 aprile 1998, $07^h\ 20^m \pm 30^m$ TU) e λ_0 = 32.08° ± 0.02° (22 aprile 1998, $09^h\ 30^m \pm 30^m$ TU). In questo caso il massimo principale è in corrispondenza del primo picco con un tasso orario di 10

± 2. Si può riscontare che a durate superiori diventa predominante il secondo picco e non vi è più traccia degli altri due. È interessante notare la quasi perfetta corrispondenza tra i primi due picchi di Modra con gli ultimi due di Lecce.

Data	Ora (TU)	Longitudine Solare (J200.0)	Indice di massa s	σ_s
22/04/1998	00 - 02	31.69 – 31.77	2.17	0.06
22/04/1998	02 - 04	31.77 – 31.86	1.80	0.04
22/04/1998	04 - 06	31.86 – 31.94	1.99	0.03
22/04/1998	06 - 08	31.94 – 32.02	1.90	0.03
22/04/1998	08 - 10	32.02 – 32.10	1.70	0.06

***Tabella 7.7** - Andamento dell'indice di massa per lo sciame delle Liridi il 22 aprile 1998 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Lecce.*

Il primo picco è associato a particelle grandi rispetto a quelle medie che compongono lo sciame, mentre i successivi due picchi sono composti da particelle leggermente più piccole, ma sempre di dimensioni maggiori rispetto alla media. Come negli anni precedenti si può notare che entrambi i massimi posseggono un indice di massa pressoché identico e che lo sciame presenta una distribuzione spaziale delle sue particelle con zone più o meno dense.

Data	Ora (TU)	Longitudine Solare (J200.0)	Indice di massa s	σ_s
22/04/1998	00 - 02	31.69 – 31.77	2.05	0.07
22/04/1998	02 - 04	31.77 – 31.86	1.91	0.06
22/04/1998	04 - 06	31.86 – 31.94	1.85	0.04
22/04/1998	06 - 08	31.94 – 32.02	1.94	0.04
22/04/1998	08 - 10	32.02 – 32.10	2.00	0.05

***Tabella 7.8** - Andamento dell'indice di massa per lo sciame delle Liridi il 22 aprile 1998 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Modra.*

I dati di Modra permettono di ottenere le stesse conclusioni ricavate precedentemente per Lecce. Infatti, gli indici di massa tra Modra e Lecce sono compatibili entro gli errori sperimentali.

A differenza del 1997, la fase lunare tra l'ultimo quarto e la luna nuova durante il massimo di attività delle Liridi ha permesso di ricavare il profilo di attività dello sciame dai dati visuali. Sono stati analizzati i giorni 21, 22 e 23 aprile, considerando la possibilità che lo sciame nel visuale fosse osservabile in una data diversa da quella registrata con tecniche radar.

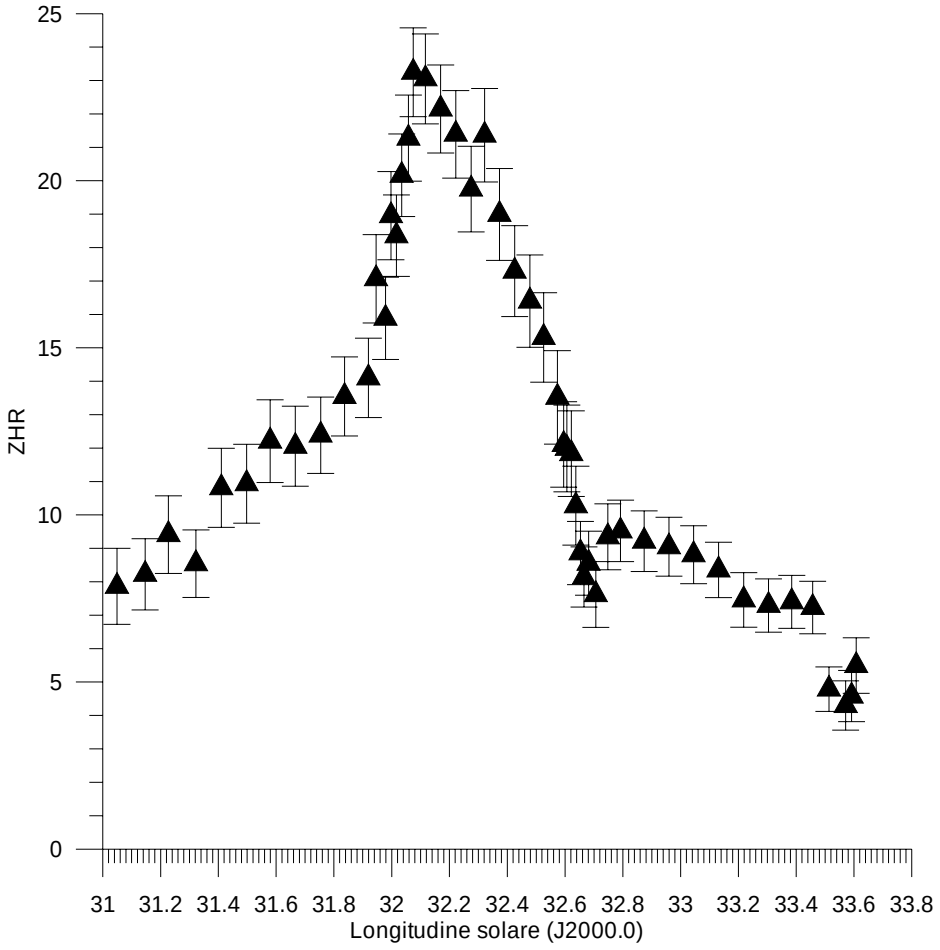

Figura 7.12 *- Profilo visuale dello sciame delle Liridi dal 21 al 23 aprile 1998.*

Dal profilo visuale si ricava che il massimo è localizzato alla longitudine solare λ_0 = 32.07° ± 0.01° (22 aprile 1998, 09^h 10^m ± 15^m TU) con uno ZHR pari a 23 ± 1. Anche l'andamento parziale ricavato dai collaboratori dell'International Meteor Organization ha rilevato circa le medesime caratteristiche: un picco a λ_0 = 32.04° ± 0.03° (22 aprile

1998, $08^h\ 26^m \pm 45^m$ TU) con uno ZHR pari a 18 ± 6. È curioso notare che tale massimo non coincide con nessuno dei picchi registrati dalle stazioni radar. È possibile, ovviamente, che il massimo visuale non coincida con quello radar in quanto la sensibilità dei due metodi è nettamente diversa e soprattutto le osservazioni nella banda ottica sono soggette a numerose dipendenze da cause esterne. Tuttavia, dato che la differenza tra i picchi trovati coi due differenti metodi è inferiore alle due ore, si può affermare che c'è una connessione tra l'attività dello sciame nel dominio visuale e in quello radar. Dai dati visuali si è ricavato che l'indice di massa in corrispondenza del picco radar ha assunto il valore di $s = 2.0 \pm 0.2$, mentre per il picco nell'ottico si è trovato $s = 1.9 \pm 0.2$. Il primo di questi valori, come del resto il secondo, è compatibile entro gli errori di misura col valore ricavato da dati radar.

7.6 1999

A differenza degli anni precedenti, nel 1999 il massimo dello sciame non si è verificato il giorno 22 aprile, bensì il 23. Tuttavia è maggiormente importante conoscere a quale longitudine solare si è verificato l'evento per poter trarre delle utili considerazioni sul comportamento dello sciame.

In figura 7.13 è rappresentato in scala bilogaritmica il numero cumulativo di echi in funzione della durata dell'eco corretta per attaccamento per entrambe le direttrici.

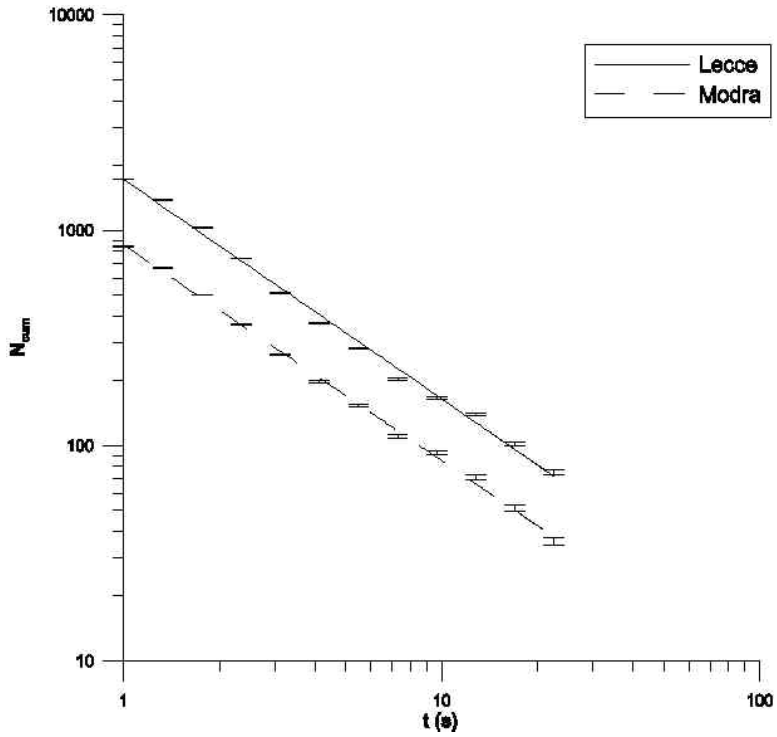

Figura 7.13 *- Numero cumulativo degli echi in funzione della durata dell'eco in scala bilogaritmica registrati dalla stazione di Lecce (linea continua) e di Modra (linea tratteggiata).*

I punti si dispongono piuttosto bene su una retta e questa è una ulteriore conferma della veridicità della procedura di riduzione utilizzata. Dal coefficiente angolare della retta si ricava che l'indice di massa medio dello sciame che risulta essere pari a $s = 2.34 \pm 0.06$ nel caso della direttrice Bologna-Lecce, e $s = 2.33 \pm 0.09$ lungo la direttrice Bologna-Modra.

La figura 7.14 illustra il profilo di attività delle Liridi nel 1999 lungo la direttrice Bologna-Lecce.

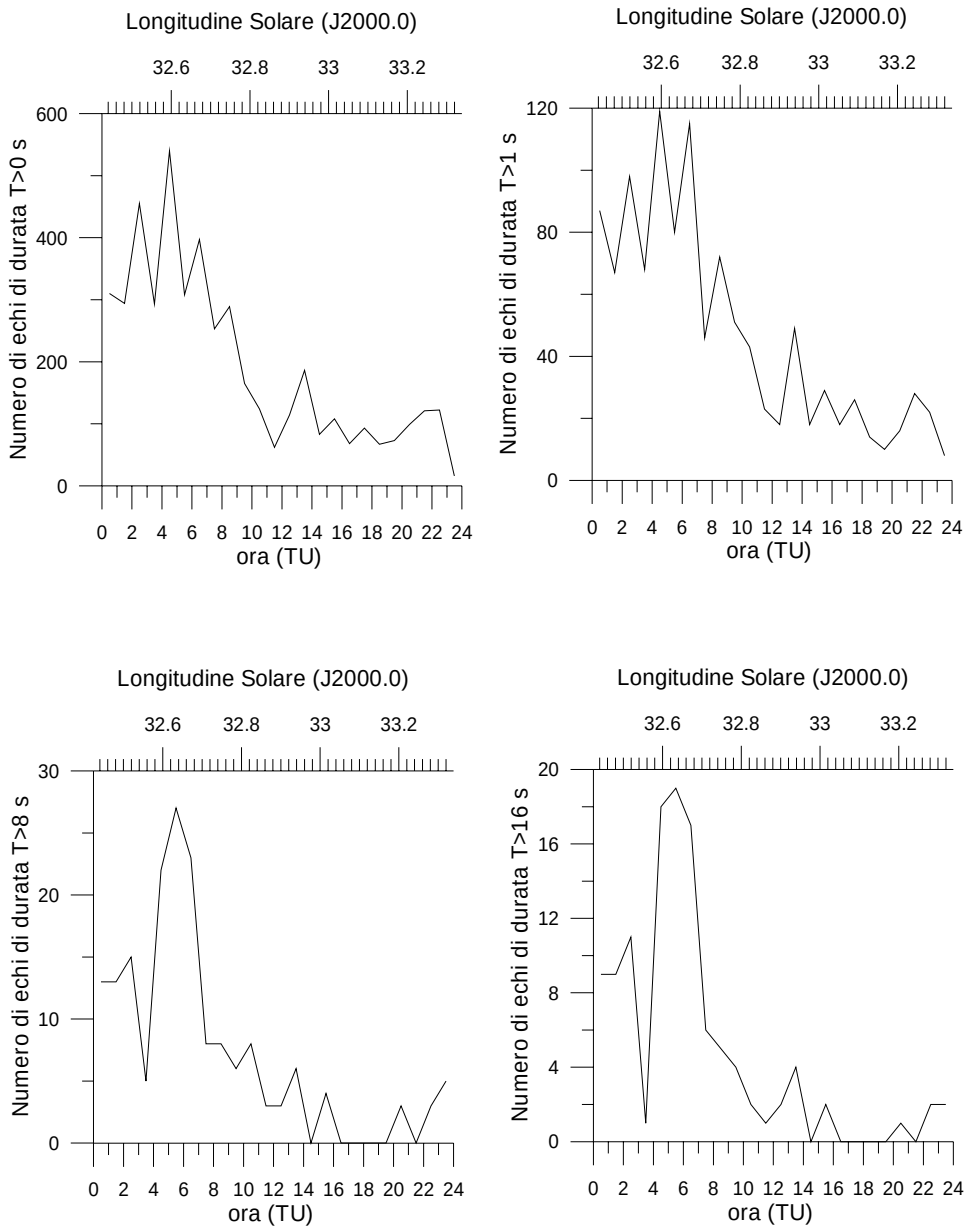

Figura 7.14 *- Attività dello sciame delle Liridi il 23 aprile 1999 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Lecce.*

Dall'andamento del profilo a T > 8 secondi si evidenziano due picchi: il primo con un tasso di 15 ± 2 è localizzato alla longitudine solare $\lambda_0 = 32.52° \pm 0.02°$ (23 aprile 1999, $02^h\ 30^m \pm 30^m$ TU) e il secondo, più intenso e duraturo, localizzato a $\lambda_0 = 32.64° \pm 0.02°$ (23 aprile 1999, $05^h\ 30^m \pm 30^m$ TU) con un tasso di 27 ± 3. La stessa struttura la ritroviamo anche a durate maggiori. La cosa che differenzia maggiormente tale andamento da quello degli anni precedenti è il fatto che il massimo persista per un periodo più lungo.

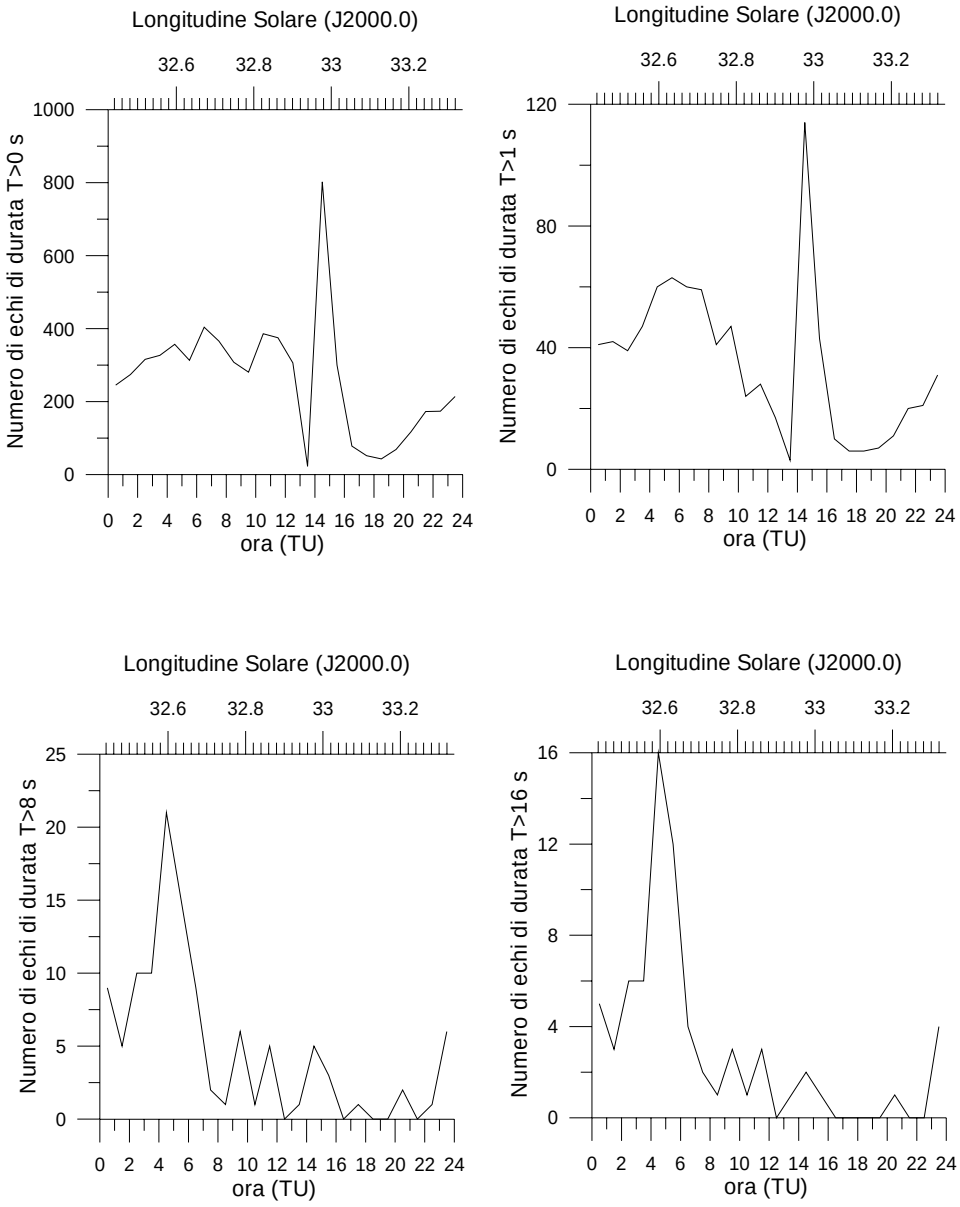

Figura 7.15 *- Attività dello sciame delle Liridi il 23 aprile 1999 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Modra.*

I dati di Modra a 8 secondi rivevano un solo picco centrato alla longitudine solare λ_0 = 32.60° ± 0.02° (23 aprile 1999, 04^h 30^m ± 30^m TU) con un tasso orario di 22 ± 3. Nonostante tra le due stazioni i massimi risultano essersi verificati ad un'ora di distanza, il profilo di attività si sovrappone perfettamente, perciò si ha la certezza che le due stazioni hanno osservato la stessa struttura. C'è da notare che i profili di attività a T > 0 secondi e T > 1 secondo sono difficilmente confrontabili tra le due stazioni riceventi. I dati di Modra presentano un picco alle brevi durate localizzato a λ_0 = 32.97° ± 0.02° (23

aprile 1999, 12^h 30^m ± 30^m TU). Tale picco potrebbe essere dovuto ad un malfunzionamento del sistema e fortunatamente non ha contaminato i dati caratterizzanti lo sciame.

Data	Ora (TU)	Longitudine Solare (J200.0)	Indice di massa s	σ_s
23/04/1999	00 – 02	32.42 – 32.50	2.34	0.02
23/04/1999	02 – 04	32.50 – 32.58	2.54	0.03
23/04/1999	04 – 06	32.58 – 32.66	1.97	0.02
23/04/1999	06 – 08	32.66 – 32.74	2.16	0.02
23/04/1999	08 – 10	32.74 – 32.83	2.36	0.03

Tabella 7.9 *- Andamento dell'indice di massa per lo sciame delle Liridi il 23 aprile 1999 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Lecce.*

Il primo picco registrato a Lecce è ricco di particelle di piccola massa, come indica l'elevato valore dell'indice di massa, mentre il picco principale è caratterizzato da particelle più massicce. Il fatto che l'indice di massa presenti delle variazioni molto accentuate potrebbe indicare la presenza di possibili strutture complesse all'interno dello sciame che hanno subito diversi processi evolutivi.

Data	Ora (TU)	Longitudine Solare (J200.0)	Indice di massa s	σ_s
23/04/1999	00 – 02	32.42 – 32.50	2.26	0.04
23/04/1999	02 – 04	32.50 – 32.58	2.02	0.04
23/04/1999	04 – 06	32.58 – 32.66	1.79	0.03
23/04/1999	06 – 08	32.66 – 32.74	2.60	0.04
23/04/1999	08 – 10	32.74 – 32.83	2.57	0.05

Tabella 7.10 *- Andamento dell'indice di massa per lo sciame delle Liridi il 23 aprile 1999 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Modra.*

A Modra il massimo principale risulta avere un indice di massa inferiore rispetto a quello di Lecce. Questo potrebbe essere causato dalla minore sensibilità della stazione slovacca che quindi non riesce a rivelare le meno massicce.

È stato ricavato un profilo visuale delle Liridi anche per il 1999, nonostante le condizioni non fossero ottimali in quanto la luna era al primo quarto. Sono stati analizzati i giorni dal 22 al 24 aprile, tuttavia i dati a disposizione sono talmente pochi che è stato possibile solo tracciare un profilo indicativo.

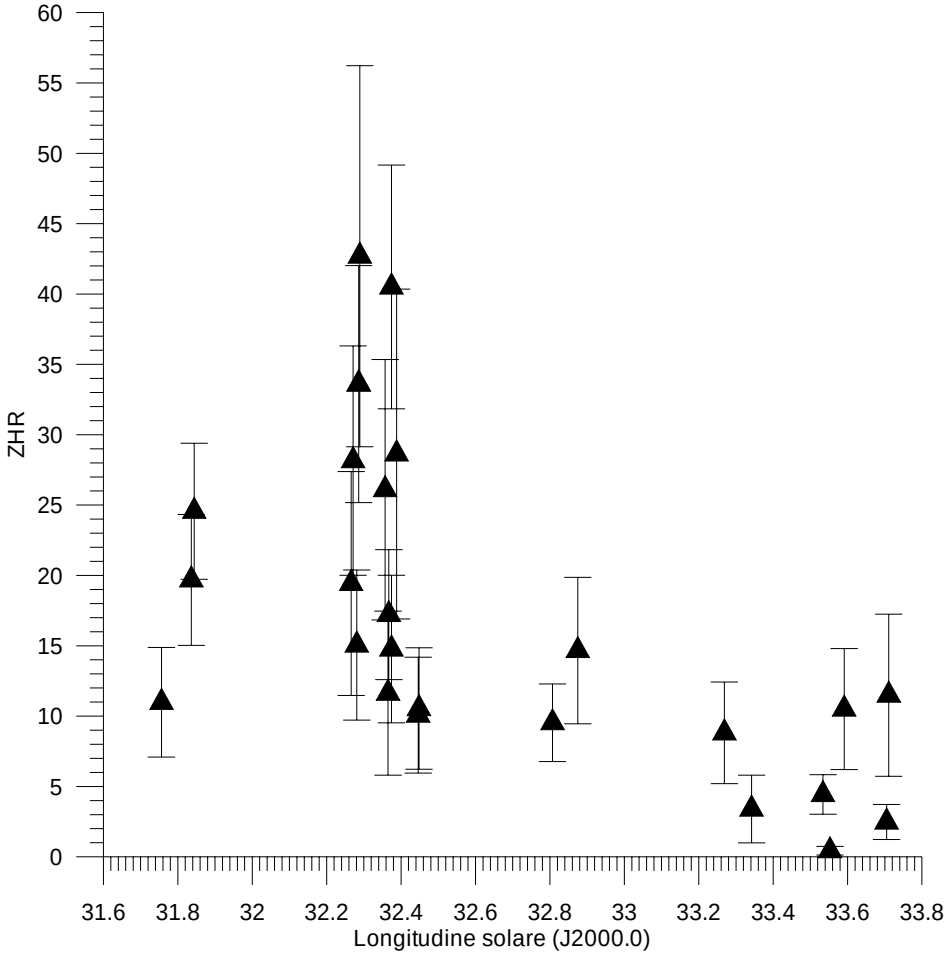

Figura 7.16 *- Profilo visuale dello sciame delle Liridi dal 22 al 24 aprile 1999.*

Anche se i dati non sono numerosi, possiamo ugualmente ricavare alcune considerazioni. Il massimo è localizzato alla longitudine solare $\lambda_0 = 32.29° \pm 0.01°$ (22 aprile 1999, $20^h\ 41^m \pm 15^m$ TU) e ha raggiunto uno ZHR pari a 42 ± 8. Tale risultato è altresì confermato da un primo profilo parziale ricavato dall'International Meteor Organization che ha trovato i seguenti valori: longitudine solare $\lambda_0 = 32.4° \pm 0.2°$ (22

aprile 1999, 00^h 45^m ± 6^h TU) e ZHR = 32 ± 9. La differenza coi dati radar è indiscutibile. Una possibile spiegazione e che, data la scarsità di dati visuali, si possa ritenere che le condizioni meteoriche del cielo in quei giorni siano risultate sfavorevoli all'osservazione. Il comportamento dell'indice di massa nei due casi può essere utile per verificare la precedente affermazione. Per il picco visuale è stato trovato un indice di massa pari a s = 1.9 ± 0.2, mentre per il massimo radio tale parametro ha assunto il valore s = 2.0 ± 0.2. Questo ultimo è confrontabile entro la barra d'errore con quello ricavato con tecniche radar.

7.7 2000

Durante la campagna osservativi delle Liridi del 2000 il massimo è stato registrato da entrambe le stazioni radar il giorno 22 aprile, come per il 1996, 1997 e 1998.

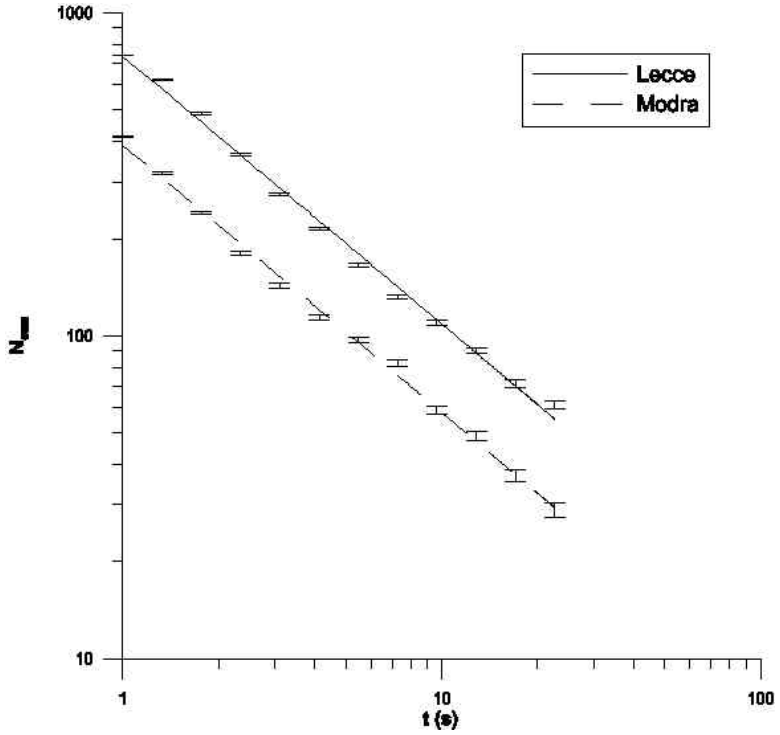

Figura 7.17 *- Numero cumulativo degli echi in funzione della durata dell'eco in scala bilogaritmica registrati dalla stazione di Lecce (linea continua) e di Modra (linea tratteggiata).*

La prima analisi effettuata è stata quella di calcolare il logaritmo del numero cumulativo di echi in funzione del logaritmo della durata, operazione necessaria per ricavare le prime importanti conclusioni (figura 7.17).

Per entrambe le direttrici si è trovato un indice di massa medio per lo sciame pari a $s = 2.1 \pm 0.1$. L'elevato errore, ovviamente, è da imputare alla scarsità di dati, come negli anni scorsi, tuttavia il valore è in accordo con quelli precedentemente calcolati suggerendo che lo sciame non ha subito modificazioni nell'arco degli ultimi anni.

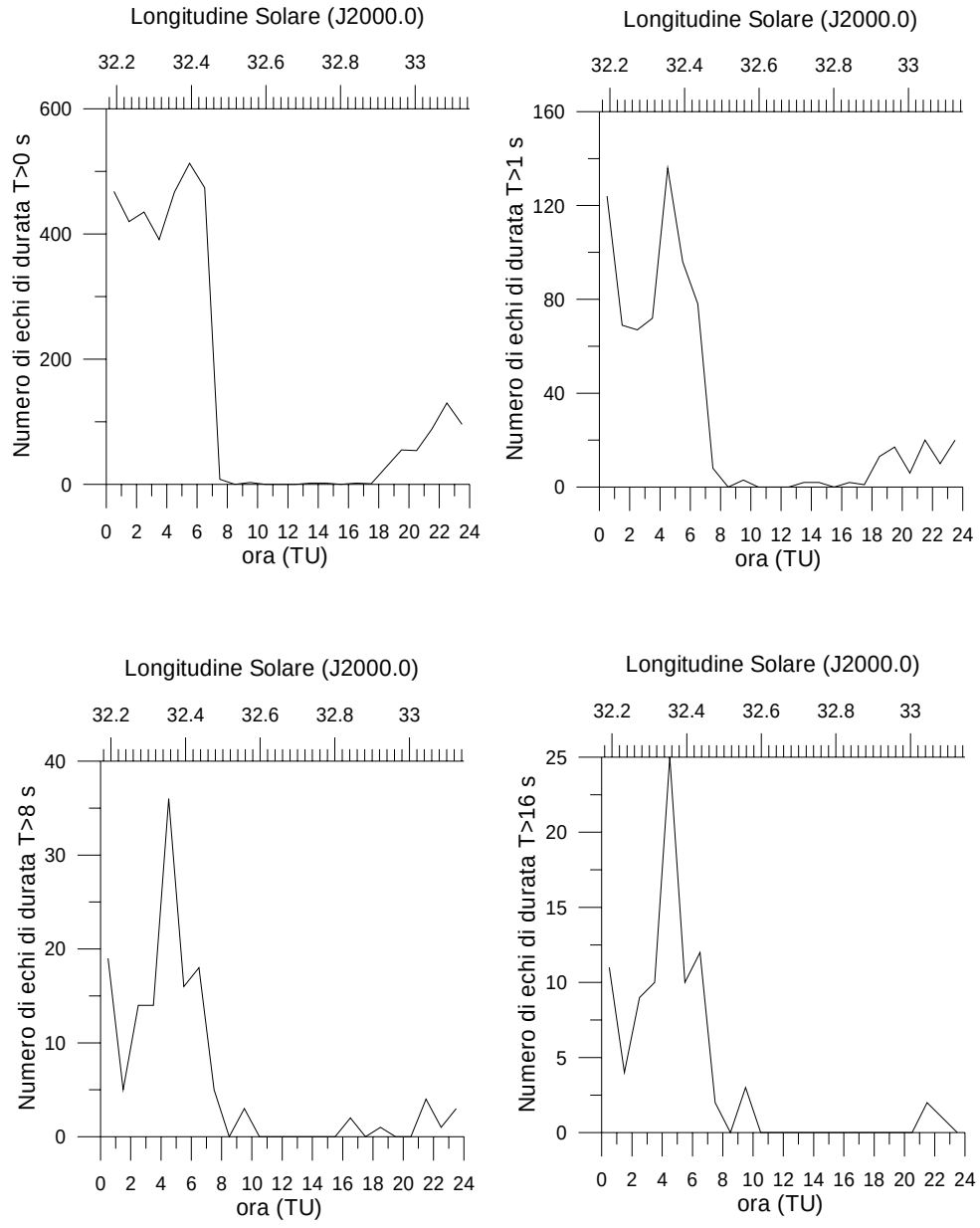

Figura 7.18 *- Attività dello sciame delle Liridi il 22 aprile 2000 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Lecce.*

La figura 7.18 mostra il profilo di attività dello sciame per diverse classi di durata degli echi misurati.

I profili evidenziano la presenza di un picco pronunciato con un tasso orario pari a 36 ± 4 alla longitudine solare $\lambda_0 = 32.35° \pm 0.02°$ (22 aprile 2000, $04^h\ 30^m \pm 30^m$ TU) seguito da una breve risalita a $\lambda_0 = 32.43° \pm 0.02°$ (22 aprile 2000, $06^h\ 30^m \pm 30^m$ TU).

La figura 7.19 illustra i profili di attività ottenuti dalla direttrice Bologna-Modra.

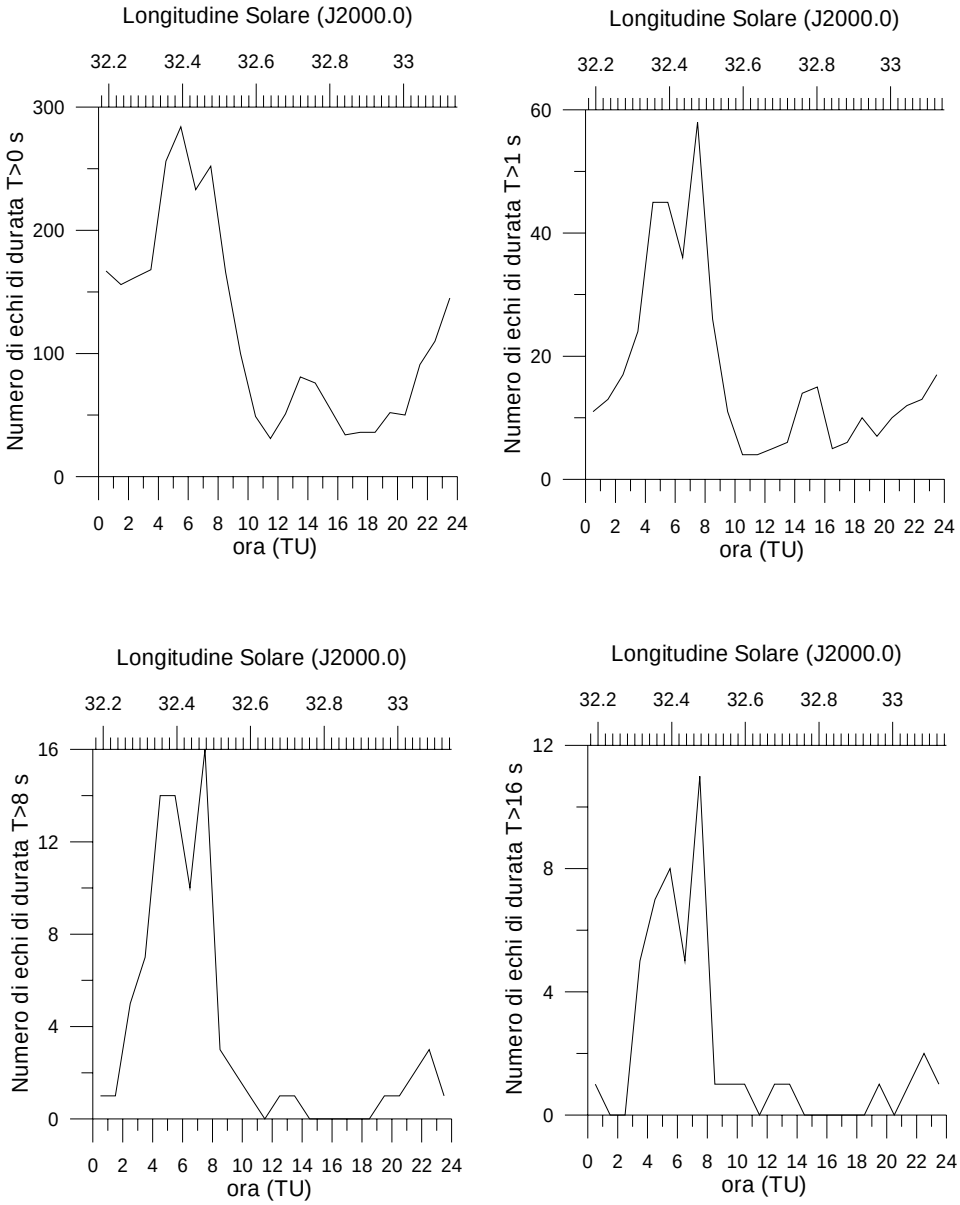

Figura 7.19 *- Attività dello sciame delle Liridi il 22 aprile 2000 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Modra.*

La stazione di Modra ha rilevato la presenza di due picchi che hanno raggiunto quasi la medesima intensità, 14 ± 2 e 16 ± 2, rispettivamente. I due massimi sono localizzati alla longitudine solare $\lambda_0 = 32.376° \pm 0.02°$ (22 aprile 2000, $05^h\ 00^m \pm 30^m$ TU) e $\lambda_0 = 32.376° \pm 0.02°$ (22 aprile 2000, $05^h\ 00^m \pm 30^m$ TU). La situazione è analoga a quella riscontrata nel 1999, dove i massimi ricavati dalle due stazioni non coincidono. Tuttavia, dopo una attenta analisi, il profilo del primo picco trovato per una direttrice si sovrappone a quello trovato per l'altra direttrice. Invece, il secondo massimo riscontrato a Modra non trova riscontro a Lecce.

Data	Ora (TU)	Longitudine Solare (J200.0)	Indice di massa s	σ_s
22/04/2000	00 - 02	32.17 – 32.25	2.36	0.03
22/04/2000	02 - 04	32.25 – 32.33	2.14	0.03
22/04/2000	04 - 06	32.33 - 32.41	1.98	0.02
22/04/2000	06 - 08	32.41 – 32.49	1.95	0.04
22/04/2000	08 - 10	32.49 – 32.57	1.1	0.3

Tabella 7.11 *- Andamento dell'indice di massa per lo sciame delle Liridi il 22 aprile 2000 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Lecce.*

Come si è gia verificato negli anni precedenti, al massimo di attività è corrisposto un indice di massa inferiore rispetto a quello che caratterizza la media dello sciame. Il valore eccessivamente basso dell'indice di massa nell'intervallo orario 08 – 10 TU è quasi sicuramente dovuto ad un'avaria del sistema ricevente. Tale ipotesi è confermata dal fatto che il sistema non ha acquisito echi nell'intervallo 10 – 16 TU. Questo potrebbe significare che il secondo picco rilevato alla stazione di Modra, non è stato visto a Lecce, non perché non ci fosse, ma in quanto la strumentazione ha subito un malfunzionamento qualche ora dopo la registrazione del primo picco, senza poter dire con precisione in quale ora. Oltre a ciò tale argomentazione spiega come mai si sia trovato un errore così alto nella determinazione dell'indice di massa medio dello sciame.

Data	Ora (TU)	Longitudine Solare (J200.0)	Indice di massa s	σ_s
22/04/2000	00 - 02	32.17 – 32.25	2.5	0.1
22/04/2000	02 - 04	32.25 – 32.33	1.98	0.05
22/04/2000	04 - 06	32.33 - 32.41	1.87	0.03
22/04/2000	06 - 08	32.41 – 32.49	1.89	0.03
22/04/2000	08 - 10	32.49 – 32.57	2.45	0.08

Tabella 7.12 *- Andamento dell'indice di massa per lo sciame delle Liridi il 22 aprile 2000 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Modra.*

Il massimo trovato nel profilo di attività di Modra presenta un indice di massa inferiore a quello di Lecce. Questo non è molto preoccupante, in quanto le due stazioni hanno una sensibilità diversa. Modra essendo meno sensibile tenderà ad osservare una minore quantità di piccole meteore rispetto a Lecce, inducendo, a volte, delle lievi discrepanze sui valori trovati dell'indice di massa.

Sfortunatamente non vi è la possibilità di un confronto coi dati visuali in quanto nell'archivio dell'International Meteor Organization mancano totalmente i dati riguardanti le Liridi del 2000.

7.8 2001

Analogamente agli anni precedentemente analizzati, ad esclusione del 1999, le Liridi del 2001 hanno mostrato il massimo di attività nella data del 22 aprile.

È stato ricavato l'andamento del numero cumulativo di echi in funzione della durata dell'eco stesso, come visualizzato in figura 7.20.

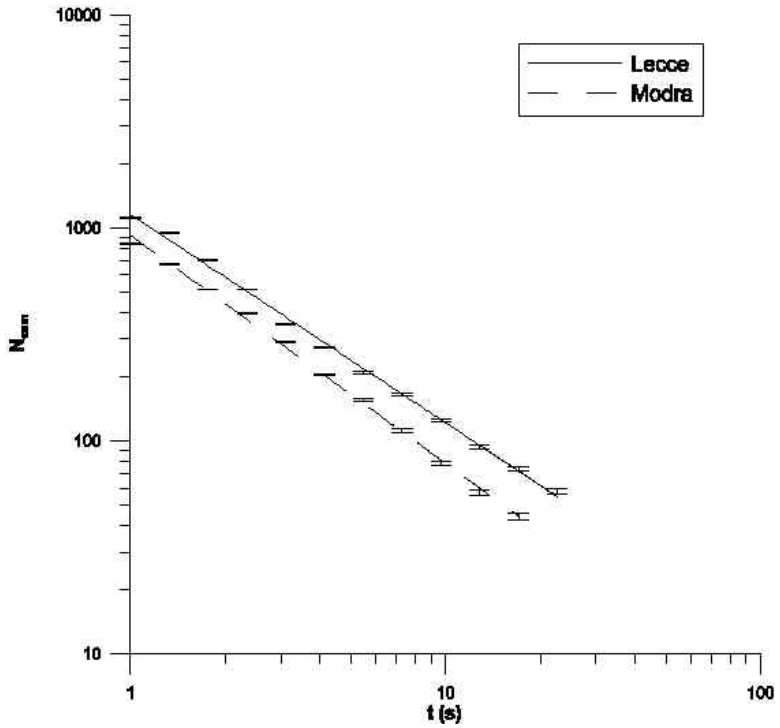

Figura 7.20 *- Numero cumulativo degli echi in funzione della durata dell'eco in scala bilogaritmica registrati dalla stazione di Lecce (linea continua) e di Modra (linea tratteggiata).*

L'indice di massa ricavato lungo la direttrice Bologna-Lecce è pari a $s = 2.3 \pm 0.1$, mentre lungo la direttrice Bologna-Modra il parametro ha assunto il valore di $s = 2.39 \pm 0.08$. Come ci si aspettava i due valori sono compatibili entro la barra d'errore.

Illustriamo ora il profilo di attività dello sciame nel giorno in cui ha esibito il massimo della sua attività lungo le due direttrici.

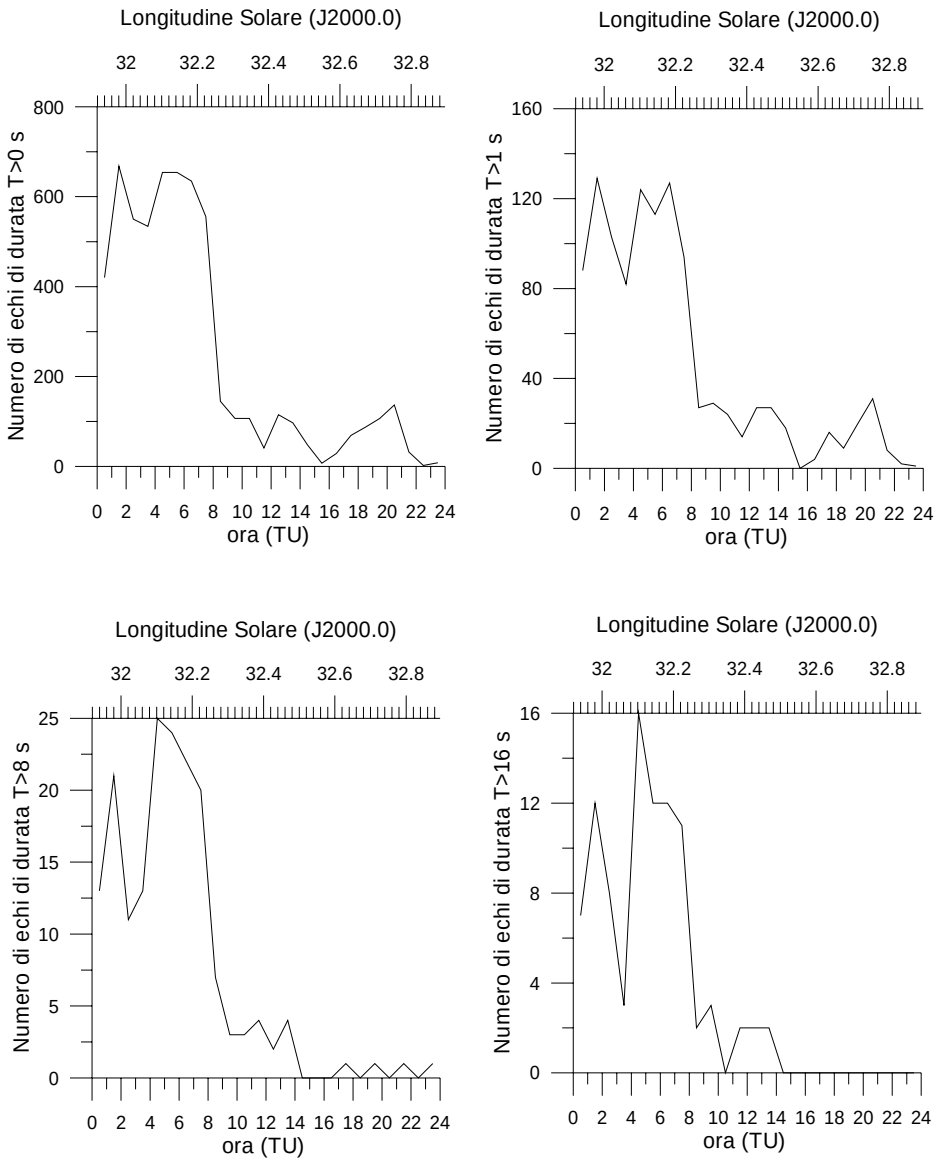

Figura 7.21 *- Attività dello sciame delle Liridi il 22 aprile 2001 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Lecce.*

Dall'andamento ottenuto dai dati di Lecce, si ricava che lo sciame presenta una struttura bimodale, con un primo picco limitato temporalmente, seguito da quello principale la cui attività perdura per 0.12° di longitudine solare. Il primo massimo si trova alla longitudine solare $\lambda_0 = 31.98° \pm 0.02°$ (22 aprile 2001, $01^h\ 31^m \pm 30^m$ TU), mentre il secondo con un tasso orario che arriva a 21 ± 3, è localizzato a $\lambda_0 = 32.10° \pm 0.02°$ (22 aprile 2001, $04^h\ 30^m \pm 30^m$ TU). Il profilo del 2001 è simile a quello del 1999, dove il massimo principale perdurava per 0.07° di longitudine solare. Consideriamo ora i profili di attività registrati dalla stazione ricevente di Modra.

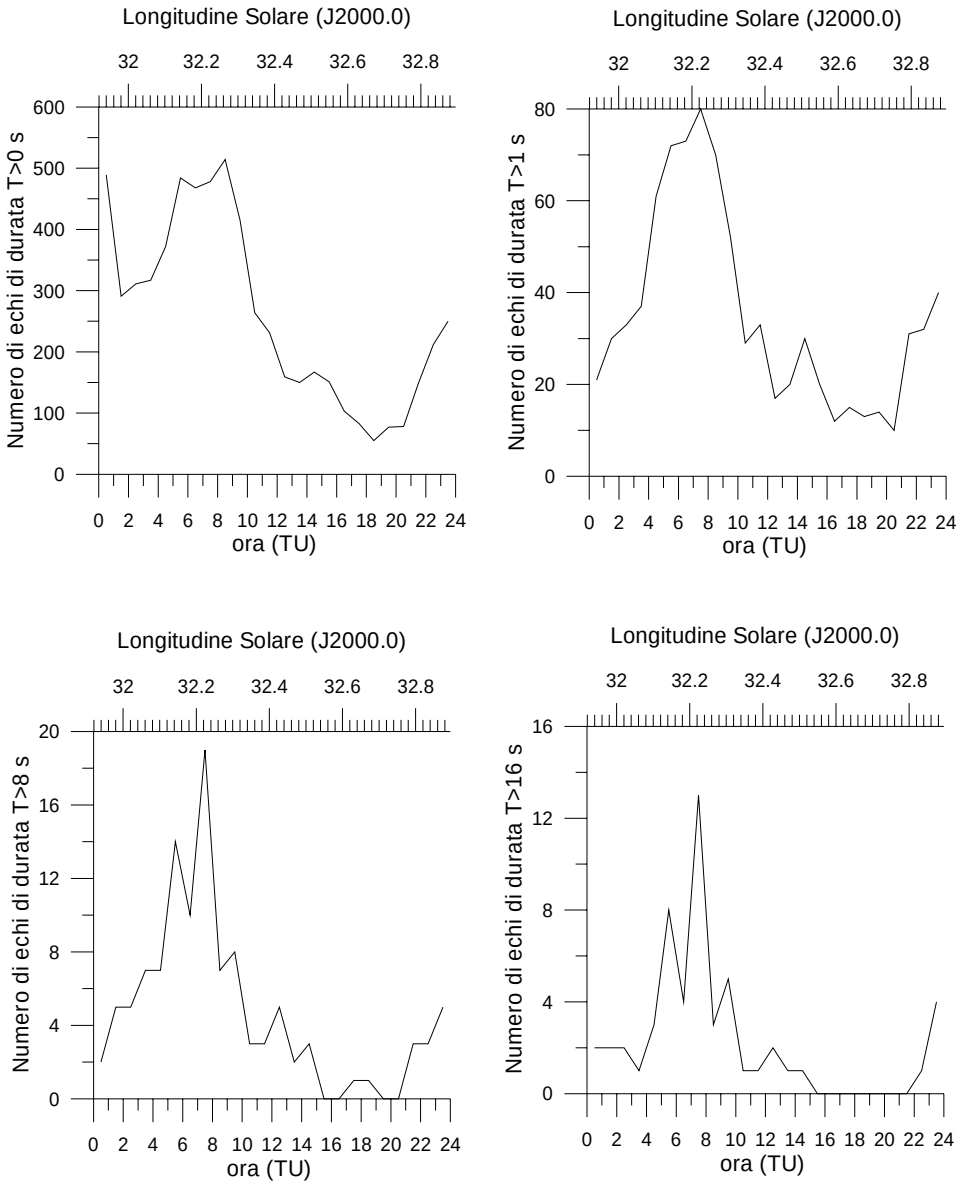

Figura 7.22 *- Attività dello sciame delle Liridi il 22 aprile 2001 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Modra.*

Anche in questo caso si ha la presenza di due massimi, ma con estensione temporale inferiore a quella di Lecce. Il massimo secondario si trova alla longitudine solare λ_0 = 32.14° ± 0.02° (22 aprile 2001, $05^h\ 30^m \pm 30^m$ TU), mentre il picco principale, con un tasso orario di 19 ± 3, è localizzato a λ_0 = 32.22° ± 0.02° (22 aprile 2001, $07^h\ 30^m \pm 30^m$ TU). Il primo picco trovato a Lecce non ha controparte nei dati di Modra. Anche il secondo massimo di Lecce è stato registrato ad una longitudine solare diversa da quella in cui è stato rilevato il primo picco a Modra.. Tuttavia, come nel caso del 1999, il massimo della direttrice Bologna-Lecce è talmente esteso da contenere al suo interno

entrambi i massimi rilevati dall'altra direttrice. Sembra possibile poter ipotizzare la presenza di una diversa distribuzione spaziale delle particelle che compongono lo sciame e solo lo studio dell'indice di massa può in parte chiarire il problema.

Data	Ora (TU)	Longitudine Solare (J200.0)	Indice di massa s	σ_s
22/04/2001	00 - 02	31.91 - 32.00	2.31	0.03
22/04/2001	02 - 04	32.00 – 32.08	2.4	0.03
22/04/2001	04 - 06	32.08 – 32.16	2.12	0.02
22/04/2001	06 - 08	32.16 – 32.24	2.2	0.02
22/04/2001	08 - 10	32.24 – 32.32	2.19	0.06

Tabella 7.13 *- Andamento dell'indice di massa per lo sciame delle Liridi il 22 aprile 2001 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Lecce.*

Lo studio dell'indice di massa rivela che al primo picco, rilevato dai dati di Lecce, corrisponde un indice di massa pari a quello medio dello sciame. L'avvallamento che segue il massimo è caratterizzato da un indice di massa più elevato che corrisponde alla presenza di particelle di piccola massa. Il massimo principale è associato a un minimo dell'indice di massa trovato con un valore di 2.12 ± 0.02. Questa sembra una ulteriore conferma che il massimo di attività dello sciame delle Liridi è caratterizzato da un indice di massa inferiore a quello medio che caratterizza lo sciame.

Data	Ora (TU)	Longitudine Solare (J200.0)	Indice di massa s	σ_s
22/04/2001	00 - 02	31.91 - 32.00	2.37	0.06
22/04/2001	02 - 04	32.00 – 32.08	2.29	0.05
22/04/2001	04 - 06	32.08 – 32.16	2.21	0.03
22/04/2001	06 - 08	32.16 – 32.24	2.10	0.03
22/04/2001	08 - 10	32.24 – 32.32	2.36	0.04

Tabella 7.14 *- Andamento dell'indice di massa per lo sciame delle Liridi il 22 aprile 2001 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Modra.*

I dati ricavati dalla stazione ricevente di Modra indicano che la variazione dell'indice di massa non è accentuata come nel caso di Lecce. Nonostante i profili di attività a Lecce e a Modra risultino nettamente diversi, in corrispondenza del primo picco di Lecce a $\lambda_0 = 31.98° \pm 0.02°$, l'indice di massa registrato dalle due stazioni riceventi è stato il medesimo. Anche gli indici di massa dei due picchi rilevati a Modra risultano simili a quelli ricavati dall'altra stazione. È possibile che la stazione di Modra sia stata in grado di risolvere in due distinte componenti il picco principale osservato da Lecce.

Per completezza vediamo cosa suggerisce l'analisi dei dati visuali, effettuata sui giorni 21, 22 e 23 aprile. Le condizioni del cielo sono state ottimali dal punto di vista del disturbo lunare in quanto la Luna si trovava nella fase di luna nuova il giorno 23 aprile.

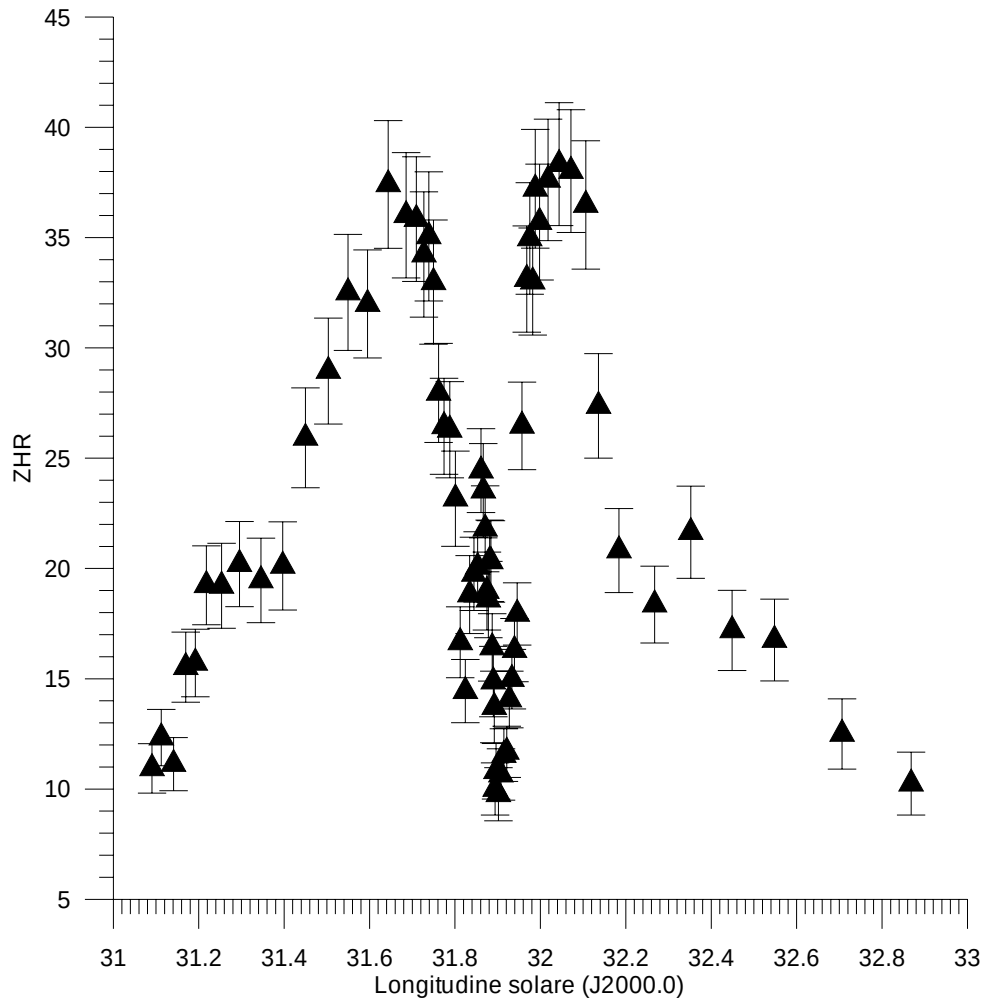

Figura 7.23 *- Profilo visuale dello sciame delle Liridi dal 21 al 23 aprile 2001.*

Il risultato che si ottiene dall'analisi visuale è decisamente inusuale. Si nota chiaramente la presenza di una netta struttura bimodale con due massimi, il primo con uno ZHR di 37 ± 2 alla longitudine solare $\lambda_0 = 31.64° \pm 0.01°$ (21 aprile 2001, $17^h\ 08^m \pm 15^m$ TU) e il secondo a $\lambda_0 = 32.04° \pm 0.01°$ (22 aprile 2001, $02^h\ 37^m \pm 15^m$ TU) caratterizzato da uno ZHR massimo di 38 ± 2, intervallati da una zona di minimo con ZHR pari a 9 ± 1 alla longitudine solare $\lambda_0 = 31.90° \pm 0.01°$ (21 aprile 2001, $23^h\ 31^m \pm 15^m$ TU). Anche un profilo parziale ottenuto dall'International Meteor Organization rileva lo stesso andamento, ma meno simmetrico. D'altra parte, esso è stato ottenuto utilizzando pochi dati e dunque è più facile che in esso vi sia la presenza di maggiori errori. Tale profilo evidenzia come il primo picco si trovi alla longitudine solare $\lambda_0 = 31.6° \pm 0.1°$ (21 aprile 2001, $18^h\ 00^m \pm 2^h$ TU) con uno ZHR pari a 37 ± 4, il minimo sia localizzato a $\lambda_0 = 31.89° \pm 0.05°$ (21 aprile 2001, $23^h\ 20^m \pm 1^h$ TU) con un tasso orario di 18 ± 2, mentre il secondo picco abbia raggiunto uno ZHR di 33 ± 3 nella posizione $\lambda_0 = 32.02° \pm 0.05°$ (22 aprile 2001, $02^h\ 30^m \pm 1^h$ TU). È improbabile che tale struttura bimodale possa essere in qualche modo reale, dato che lo sciame non ha mai manifestato una tale caratteristica. Per vedere se effettivamente il primo picco rinvenuto nei dati visuali sia reale o semplicemente frutto di un qualche errore commesso dagli osservatori, è stata verificata la presenza o meno di un massimo accentuato anche nei dati radar il giorno 21 aprile. Il radar in quel giorno non ha registrato nessuna attività fuori dalla norma. Anche se questa non è una prova assoluta, è un indizio della artificiosità del primo massimo trovato nei dati visuali. Una prima ipotesi potrebbe suggerire che, data la specularità del profilo rispetto al punto di minimo, sia stato commesso un errore nel riportare la longitudine solare delle giornate osservative nell'archiviazione dei dati. D'altra parte si potrebbe supporre che la zona di minimo sia dovuta ad un temporaneo peggioramento delle condizioni del cielo. Questo porterebbe alla visione di due possibili scenari. Il primo ipotizza la presenza, tra i due massimi, di un andamento costante dello ZHR, idea che sembra tuttavia inverosimile in quanto è difficile pensare che un massimo costante possa perdurare per un periodo di circa dieci ore. Il secondo teorizza che tra i picchi si troverebbe il vero massimo con uno ZHR stimato tra 60 e 70, seguendo il profilo di salita dei due picchi, tuttavia anche questa ipotesi sembra improbabile in quanto un tale valore di tasso orario zenitale supera di gran lunga quelli esibiti di norma dallo sciame e dunque avrebbe comportato anche una forte attività in campo radar che non è stata effettivamente osservata. Alla luce di tutto

ciò, possiamo affermare che con buona probabilità il primo massimo visuale è un artefatto e non ha alcuna esistenza reale. Il secondo massimo, invece, risulta essere molto prossimo al picco radar, con una differenza inferiore alle due ore. Come abbiamo precedentemente visto, spesso avviene che le due tecniche diano risultati differenti e dunque non sorprende questa discrepanza.

A questo punto è opportuno verificare anche l'andamento dell'indice di massa, ottenuto da dati visuali. È stato trovato che nel periodo del primo massimo e del successivo minimo l'indice di massa ha assunto un valore medio pari a $s = 1.9 \pm 0.2$, mentre in corrispondenza di quello che si suppone essere il vero massimo e del massimo principale ottenuto con tecniche radar l'indice di massa presenta un valore pari a $s = 2.0 \pm 0.2$. Ovviamente, il fatto che i dati visuali presentino un errore così ampio non ci permette di fare un'analisi maggiormente approfondita.

7.9 Considerazioni finali

Per lo sciame delle Liridi, come abbiamo visto, sono stati analizzati gli anni dal 1996 al 2001. Sfortunatamente per problemi tecnici non si hanno a disposizione i risultati del 2002. Consideriamo ora il comportamento che lo sciame ha presentato nell'arco di questi anni. Innanzitutto, è opportuno analizzare la variazione dell'indice di massa medio dello sciame ricavato dalle due stazioni riceventi di Lecce e di Modra.

Quello che emerge (figura 7.24) è che le due direttrici hanno trovato indici di massa medi compatibili entro la barra d'errore. È difficile dare una spiegazione dell'andamento periodico riscontrato. Per ognuna delle due direttrici è stato calcolato il valore dell'indice di massa dello sciame mediato in tutti gli anni analizzati ed è stato trovato $s = 2.20 \pm 0.09$ per Lecce e $s = 2.24 \pm 0.09$ per Modra. L'indice di massa medio dello sciame delle Liridi è risultato essere $s = 2.22 \pm 0.09$, confrontabile con quello tabulato dall'International Meteor Organization pari a $s = 2.15$.

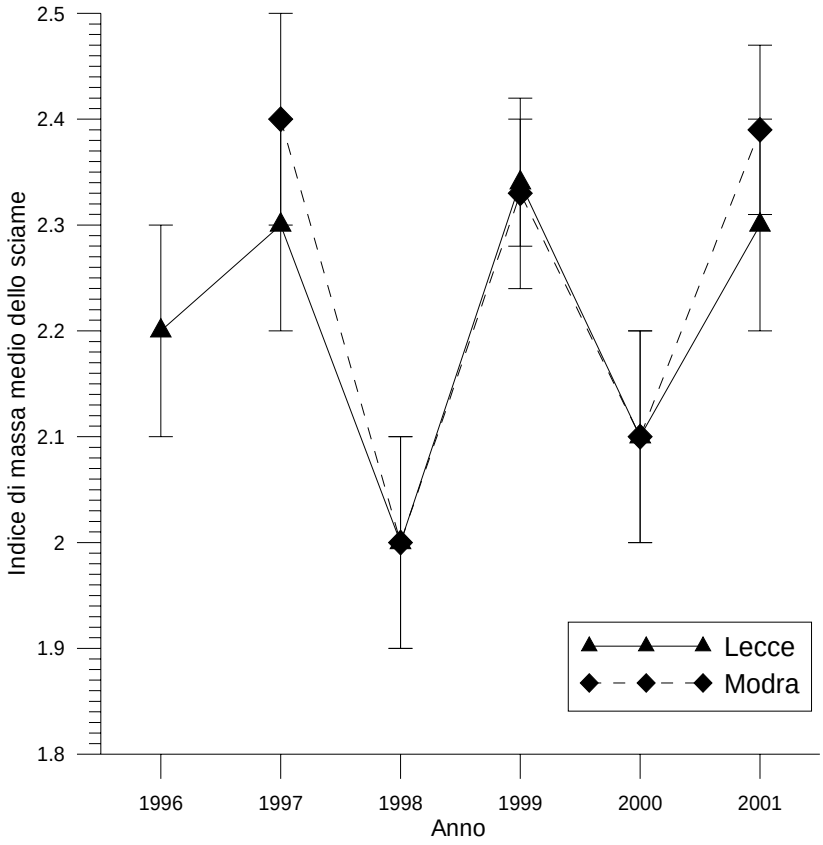

Figura 7.24 *- Andamento dell'indice di massa medio dello sciame delle Liridi lungo la direttrice Bologna-Lecce e Bologna-Modra.*

La tabella 7.15 elenca i tassi orari massimi registrati nei diversi anni di osservazione radar da Lecce e Modra, e i corrispondenti ZHR visuali.

Anno	Tasso Lecce	Tasso Modra	ZHR visuale
1996	33 ± 4	-	40 ± 3
1997	27 ± 3	14 ± 2	12 ± 6
1998	34 ± 4	10 ± 2	23 ± 1
1999	27 ± 3	22 ± 3	42 ± 8
2000	36 ± 4	16 ± 2	-
2001	21 ± 3	19 ± 3	38 ± 2

Tabella 7.15 *- Tassi massimi ricavati dai dati radar delle due stazioni riceventi, Lecce e Modra, e dai dati visuali.*

Analizzando unicamente i dati visuali, si ricava per lo sciame delle Liridi uno ZHR medio al picco pari a 30, valore che risulta essere il doppio di quello tabulato

dall'International Meteor Organization per l'attività annuale delle Liridi. Il valore ottenuto è anomalo in quanto negli anni esaminati non si sono manifestati i tipici outburst periodici di questo sciame, però è altresì importante notare che si sono analizzati solo pochi anni i quali potrebbero aver presentato un'attività leggermente superiore a quella attesa. Infatti i valori caratteristici dello sciame ricavati dall'IMO si basano su circa un secolo di osservazioni, il che impedirebbe di verificare un aumento a breve periodo dello ZHR.

La ricerca sicuramente più interessante è quella che riguarda la variazione della longitudine solare del massimo. Questa è stata eseguita confrontando i risultati tra le due stazioni radar (figura 7.25) e tra i dati radar di Lecce e quelli visuali (figura 7.26).

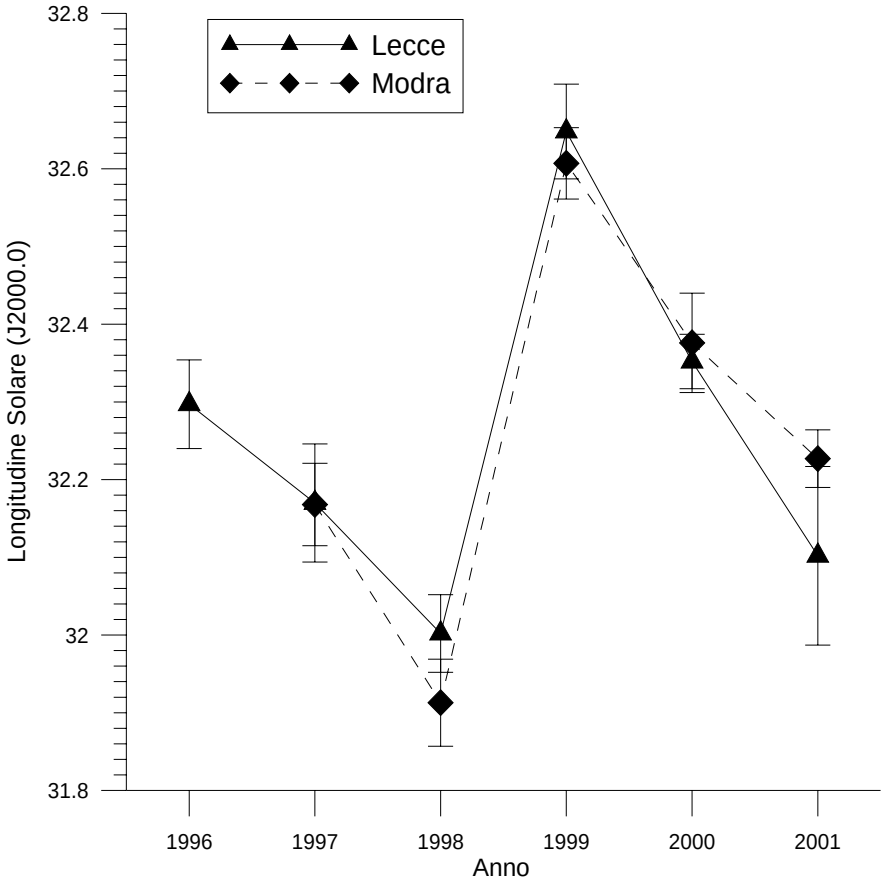

Figura 7.25 *- Variazione della longitudine solare del massimo dello sciame delle Liridi per la direttrice Bologna-Lecce e Bologna-Modra.*

Le barre nella figura 7.25 e 7.26 rappresentano la larghezza a metà altezza (FWHM) del picco che caratterizza l'attività dello sciame. Sebbene la posizione del massimo

ricavata dalle due stazioni non risulti quasi mai coincidente, i profili ricavati lungo le due direttrici si sovrappongono alla FWHM. È interessante notare l'ampia variazione della longitudine solare del massimo tra il 1998 e il 1999, riscontrata anche nell'analisi degli indici di massa. Ciò potrebbe derivare da deformazioni locali nella struttura dello sciame, che possono portare la Terra ad incrociare le parti più dense del complesso meteorico in tempi leggermente diversi da anno in anno.

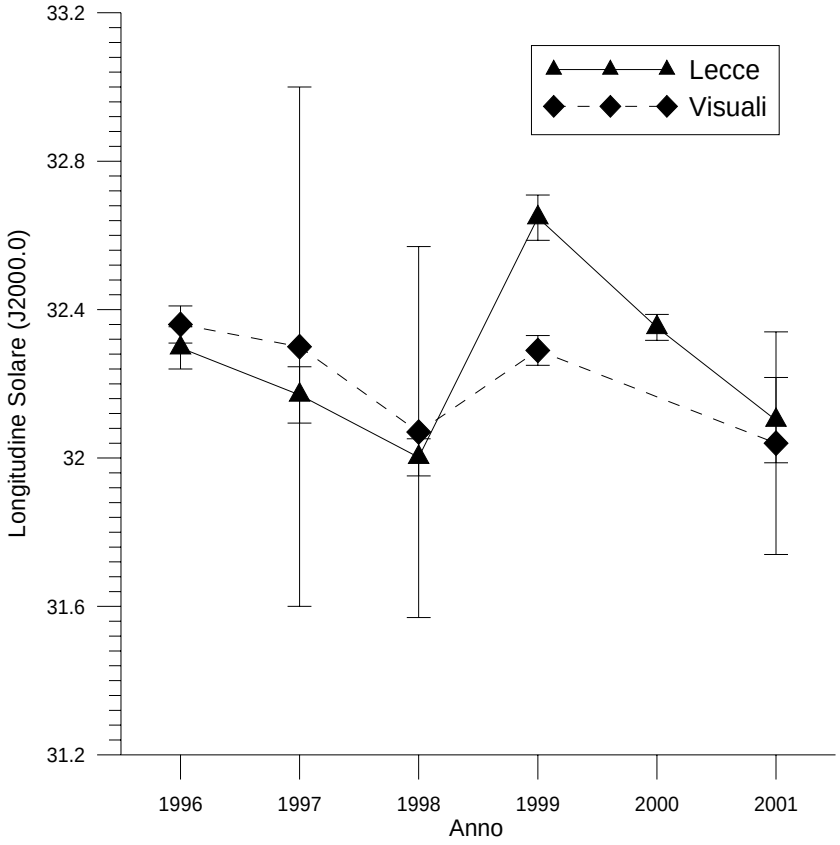

Figura 7.26 *- Variazione della longitudine solare del massimo dello sciame delle Liridi per la direttrice Bologna-Lecce e i dati visuali.*

Vi è sostanzialmente un buon accordo tra i dati visuali e quelli radar, nonostante l'anomalia del 1999. Non ci occuperemo nuovamente di questo problema perché già precedentemente affrontato. Dalla figura 7.25 e 7.26 emerge che non vi è uno spostamento unidirezionale della posizione del massimo, il che indica come le Liridi non possano essere schematizzate in modo semplice. Per la direttrice Bologna-Lecce si ricava una longitudine solare media pari a $\lambda_0 = 32.26° \pm 0.02°$, mentre per quella Bologna-Modra $\lambda_0 = 32.25° \pm 0.02°$, per cui la posizione media ottenuta dai dati radar è

λ_0 = 32.26° ± 0.02°. Attraverso lo studio dei risultati visuali si trova un valore di longitudine solare di λ_0 = 32.21° ± 0.01°, valore diverso da quello radar, la cui discrepanza è principalmente imputabile all'anomalia radar verificatasi nel 1999. Tuttavia è stato dimostrato che non vi è quasi mai un'esatta corrispondenza tra le posizioni ricavate con tecniche radar e quelle con tecniche visuali. Ciò è dovuto probabilmente alla differenza del range di massa osservato con i due diversi metodi. Andando a considerare tutti e tre (radar BL, BM, visuali) i contributi si trova un valore di λ_0 = 32.23° ± 0.02° che si differenzia da quello tabulato dall'International Meteor Organization, pari a λ_0 = 32.1°. Tale differenza può essere facilmente spiegata con il fatto che l'IMO ha identificato genericamente il giorno del massimo, il 22 aprile, senza specificare con maggior precisione periodo di più intensa attività dello sciame meteorico.L'ultima analisi globale effettuata è stata quella finalizzata ad evidenziare la variazione dell'indice di massa esclusivamente durante il periodo del massimo. Anche in tale caso è stato ritenuto opportuno fare un confronto prima tra i dati radar delle due direttrici e poi i dati radar e quelli visuali.

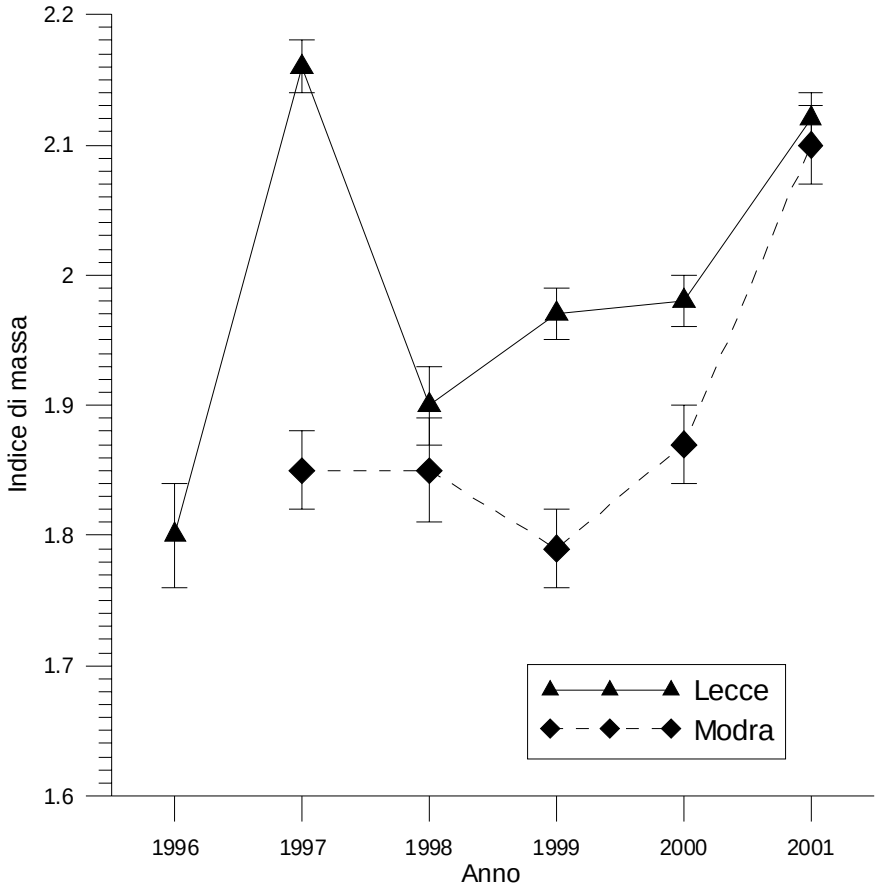

Figura 7.27 *- Andamento dell'indice di massa durante il periodo del massimo lungo la direttrice Bologna-Lecce e Bologna-Modra.*

Quello che emerge è una sostanziale assenza di correlazione tra gli indici di massa osservati dalle due direttrici, che potrebbe essere giustificata dal diverso sistema di acquisizione delle stazioni riceventi. Durante il massimo di attività l'indice di massa mediato su tutti gli anni (1996 – 2001) vale $s = 1.98 \pm 0.02$ per Lecce e $s = 1.89 \pm 0.03$ per Modra con un valore medio totale pari a $s = 1.94 \pm 0.02$. Confrontando tali valori con quelli medi dello sciame ricavati precedentemente si evidenzia che il massimo di attività è caratterizzato da un indice di massa inferiore rispetto a quello che caratterizza l'attività media dello sciame.

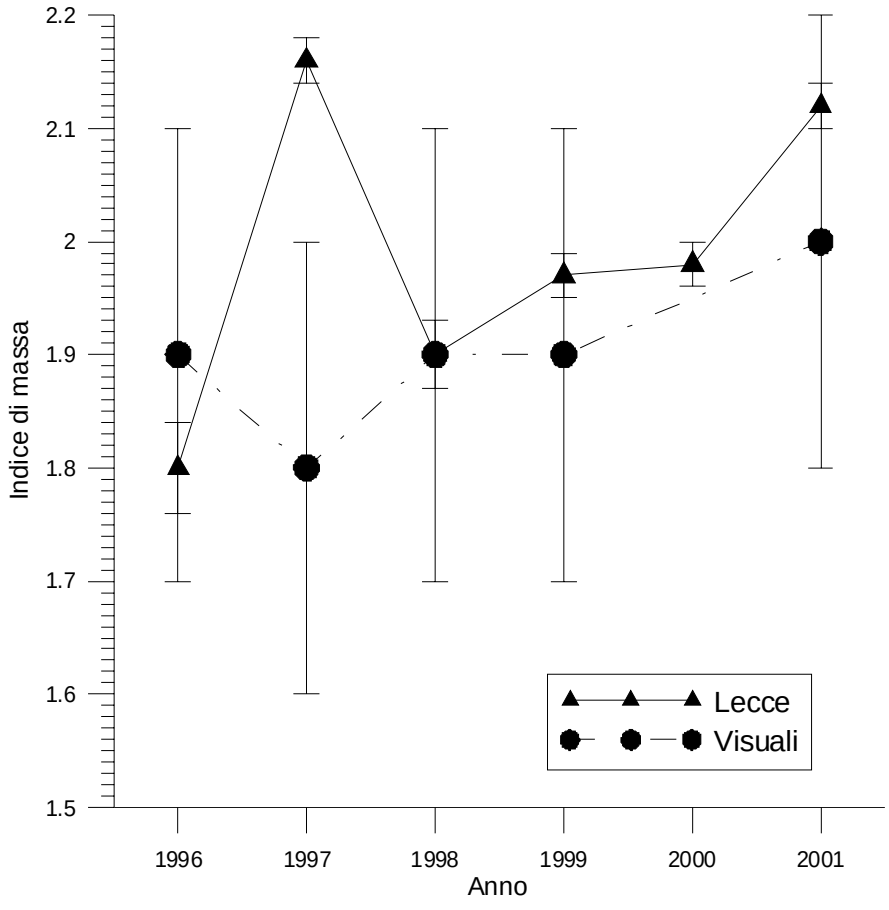

Figura 7.28 *- Andamento dell'indice di massa durante il periodo del massimo attraverso lo studio dei dati radar della direttrice Bologna-Lecce e quelli visuali.*

Lo studio dell'indice di massa ricavato dai dati visuali evidenzia una certa correlazione con i dati radar, considerando la rilevante indeterminazione negli indici visuali causata dalla scarsità dei dati osservati. Il valore medio dei dati visuali risulta essere pari a $s = 1.9 \pm 0.2$, valore inferiore a quello medio dello sciame che conferma i precedenti risultati.

Lo sciame delle Liridi nel periodo studiato non ha presentato fenomeni inusuali, tuttavia la sua attività è risultata leggermente superiore a quella prevista. L'analisi ha evidenziato una complessa geometria della nube di particelle interplanetarie che formano lo sciame in cui varia molto la distribuzione spaziale delle particelle della stessa massa. È stato riscontrato anche che il massimo si verifica quando la Terra incontra la regione dello sciame caratterizzata da un minimo dell'indice di massa.

Bibliografia

[7.1] Olivier C.P.: Meteors, The Williams & Wilkins Company, Baltimore, p. 63-64, (1925)

[7.2] Herrick E.C.: *American Journal of Science*, **35**, p. 362-363, (1839)

[7.3] Denning W.F.: The Radiant Point of the April Meteors (Lyrids), *Memoirs of the Royal Astronomical Society*, **53**, p. 203-292, (1899)

[7.5] Weiss E.: *Astronomische Nachrichten*, **68**, p. 382, (1867)

[7.5] Galle J.G.: *Astronomische Nachrichten*, **69**, p. 33, (1867)

[7.6] Denning W.F.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **76**, p. 219-239, (1923)

[7.7] Sekanina Z.: *Icarus*, **13**, p. 475-493, (1970)

[7.8] Denning W.F.: The April Meteors, *Observatory*, **20**, p. 174-175, (1897)

[7.9] Denning W.F.: The April Meteors, *Observatory*, **7**, p. 217, (1884)

[7.10] Hindley K.B.: *Journal of the British Astronomical Association*, **79**, p. 477-480, (1969)

[7.11] Olivier C.P.: *Flower Observatory Reprint*, **No. 67**, p. 22, (1947)

[7.12] Marsden B.G.: *IAU Circular*, **No. 3691**, 28 aprile, (1982)

[7.13] Whipple F.L.: Photographic meteor orbits and their distribution in space, *Astronomical Journal*, **59**, p. 201-217, (1954)

[7.14] Lindbard B.A.: *Smithsonian Contributions to Astrophysics*, **12**, p. 14-24, (1971)

[7.15] Marsden B.G.: Catalog of Cometary Orbits, Enslow Publisher, New Jersey, **13**, (1983)

[7.16] Kronk G.W.: Meteor Showers a descriptive catalogue, Enslow Publishers, Inc., Hillside, (1988)

[7.17] Demidova I.G.: *Solar System Research*, **8**, p.52-53, (1974)

[7.18] *Meteoros*, **14**, p. 29, maggio, (1984)

[7.19] *Meteor News*, **No. 21**, p. 3, (1974)

[7.20] Veltman R.: *Radiant*, **7**, p. 79-81, (1985)

[7.21] Fisher B.: *Meteor News*, **No. 21**, p. 2-3, (1974)

[7.22] Oppolzer T.: *Astronomische Nachrichten*, **62**, p. 177, (1864)

[7.23] Marsden B.G.: Catalogue of Cometary Orbits, *IAU Minor Planet Center*, (1982)

[7.24] Arter T.R., Williams I.P.: The April Lyrids, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society,* **277**, p. 1087-1096, (1995)

[7.25] Arter T.R., Williams I.P.: Periodic behaviour of the April Lyrids, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **286**, p. 163-172, (1997)

[7.26] Dormand J.R., Prince P.J: *Celestial Mechanic*, **18**, p. 223, (1878)

[7.27] West R.M., Jorgensen H.E.: *Astronomy & Astrophysics*, **218**, p. 307, (1989)

[7.28] Arter T.R., Williams I.P.: Meteoroid ejection velocities deducted from a study of the April Lyrid meteor shower, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **329**, p. 175-180, (2002)

[7.29] Jacchia L.G., Whipple F.L.: *Smithsonian Contributions to Astrophysics*, **4**, p. 97-129, (1961)

[7.30] Ceplecha Z., Jezkova M., Novak M., Rajchl J., Sehnal L.: *Bulletin of the Astronomical Institute of Czechoslovakia*, **15**, p. 144-155, (1964)

[7.31] Lindblad B.A., Porubcan V.: The orbit of the Lyrid meteor stream, *Bulletin of the Astronomical Institute of Czechoslovakia*, **42**, p. 354-359, (1991)

[7.32] Arter T.R., Williams I.P.: The mean orbit of the April Lyrids, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **289**, p. 721-728, (1997)

CAPITOLO 8

Eta-Aquaridi

458 A.E. Nel decimo giorno del mese di *Jumada l-Aula* [9 aprile, *n.d.r.*], una grande cometa *(kawkab)* apparve nel cielo orientale. Aveva una coda larga diversi gradi e lunga molti cubiti. Tagliava la Via Lattea nel bel mezzo del cielo e si estendeva verso ovest. La si vide fino alla domenica, sei giorni prima della fine del mese [il 23 aprile, *n.d.r.*] finché sparì. Due giorni dopo, nella notte di martedì, riapparve dopo il tramonto, con la sua luce che l'avvolgeva come l'alone lunare. La gente era terrorizzata... Quando scese il buio della notte spuntò anche una coda sottile in direzione sud. La si vide per dieci giorni e poi definitivamente sparì.

Ibn al-Jawzi di Baghdad, L'apparizione della cometa Halley nel 1066 - l'anno in cui la Halley viene dipinta sull'arazzo di Bayeux

8.1 La storia

La possibilità dell'esistenza di uno sciame attivo alla fine di aprile e all'inizio di maggio venne suggerita nel 1863 da Newton, il quale esaminò le date di alcuni sciami e propose una serie di periodi in cui concentrare l'attenzione degli osservatori. Uno di questi periodi era il 28-30 aprile, e includeva gli sciami osservati nel 401, 839, 927, 934 e 1009 [8.1].

Le Eta-Aquaridi furono scoperte ufficialmente nel 1870 dal tenente-colonnello Tupman. Il 30 aprile di tale anno, 15 meteore indicarono un radiante posto alle coordinate AR=325° e DEC=-3° mentre 13 meteore osservate il successivo 2 -3 maggio diedero come risultato AR=325° e DEC=-2°. Denning, esaminando i documenti dell'Associazione Meteorica Italiana, identificò 45 meteore registrate dal 29 aprile al 5 maggio 1870, con un radiante medio pari a AR=335° e DEC=-9° [8.2]. La prima conferma dello sciame si ebbe il 29 aprile 1871, quando Tupman registrò 8 meteore provenienti da AR=329° e DEC=-2°.

Le osservazioni delle Eta-Aquaridi sono state piuttosto rare, ma, durante il 1876, una scoperta di Herschel aumentò l'interesse nei confronti di tale sciame. Herschel condusse una ricerca per trovare quale cometa era la più adatta a produrre sciami meteorici e scoprì che la cometa Halley era la cometa più vicina alla Terra il 4 maggio ed era associata ad un radiante meteorico posto a AR=337° e DEC=0°. Herschel notò immediatamente che i radianti osservati da Tupman nel 1870 e nel 1871 erano molto vicini a quello da lui associato alla Halley [8.3].

Le Eta-Aquaridi furono scarsamente monitorate a causa della mancanza di osservatori in posizione favorevole. Tuttavia, Corder rilevò un'attività mattutina il 4 maggio 1878 e attraverso 3 meteore identificò il radiante a AR=334° e DEC=-1° [8.4]. Nello stesso anno, Herschel, riesaminando tutti i dati, notò che il radiante dello sciame sembrava muoversi giornalmente verso est [8.5]. Denning riuscì ad osservare questo sciame dal 30 aprile al 6 maggio 1886. Da queste osservazioni, si ottenne che il radiante aveva un'estensione angolare da 5 a 7 gradi. Fortunatamente, grazie all'opera di alcuni osservatori di meteore nell'emisfero sud nel corso degli anni '20 la conoscenza dei principali sciami australi aumentò considerevolmente. Uno dei più prolifici osservatori fu McIntosh il quale pubblicò uno dei più significativi studi sulle Eta-Aquaridi nel

1929. McIntosh affermò che le osservazioni di quell'anno da lui effettuate mostravano un'attività dal 22 aprile al 13 maggio, attività da lui presentata come un esempio dell'azione dispersiva dei pianeti durante la vita della cometa progenitrice [8.6]. Il radiante di tale sciame fu determinato dallo studioso il 3 maggio 1929 a AR=334.0° e DEC=-1.5°, mentre il 12 maggio la sua posizione era a AR=342.7° e DEC=+2.5°. Egli dimostrò che il massimo si verificava nei primi giorni di maggio, sebbene non fosse riuscito ad identificare la data con precisione. Il diametro del radiante aveva una estensione angolare di 5 gradi, e i calcoli dell'orbita dello sciame eseguiti da McIntosh mostrarono un'eccellente corrispondenza con l'orbita della cometa Halley.

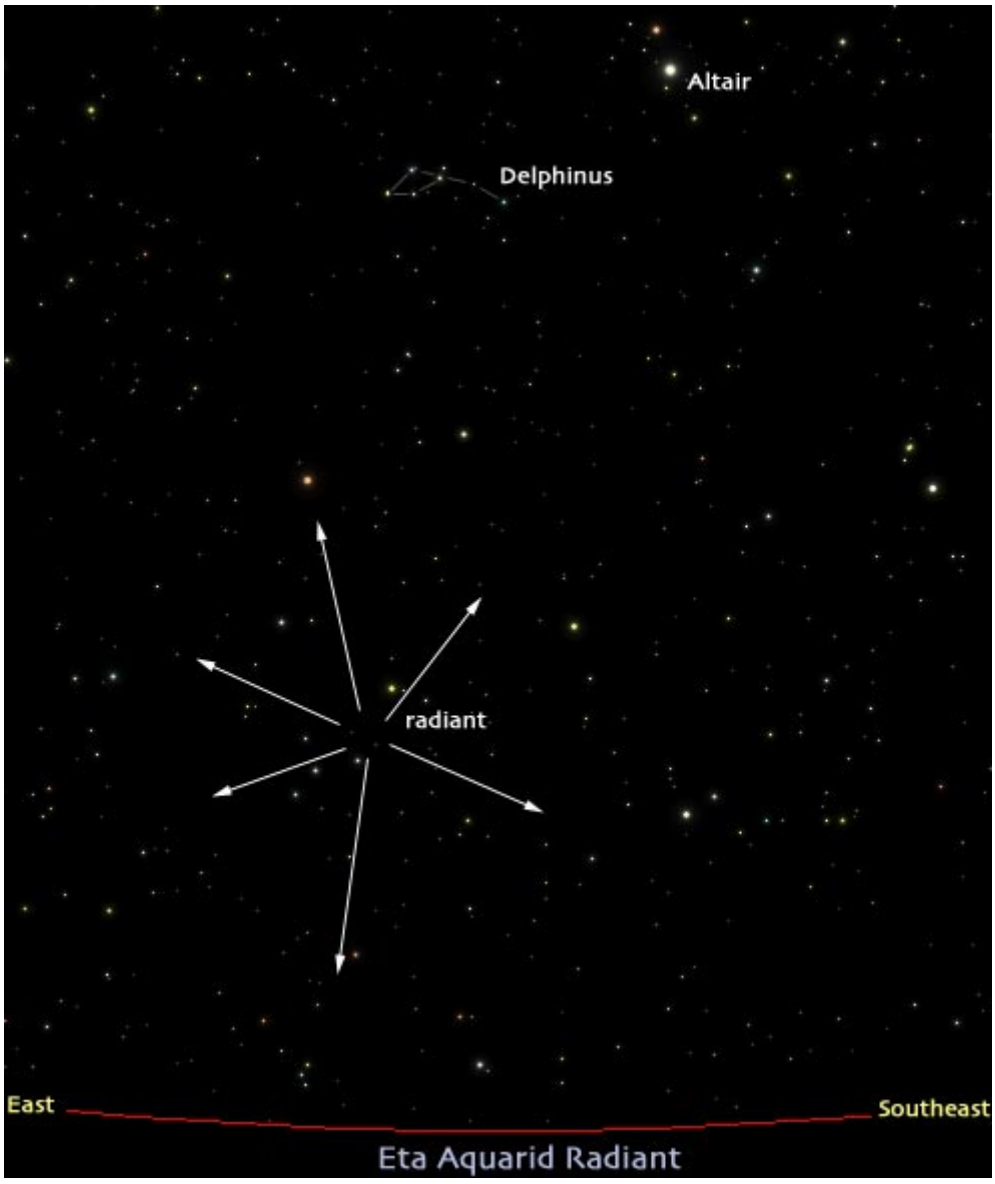

Figura 8.1 *- Rappresentazione della posizione in cielo del radiante delle Eta-Aquaridi.*

Nel 1935, McIntosh pubblicò le sue ricerche sul moto del radiante delle Eta-Aquaridi. Utilizzando sia le proprie osservazioni sia quelle compiute da Geddes dal 1928 al 1933, McIntosh determinò che il moto diurno del radiante era pari a +0.96° in AR e +0.37° in DEC [8.7].

Nel 1947, le Eta-Aquaridi furono osservate con tecniche radar [8.8]. Ulteriori dati furono raccolti dal radar di Jodrell Bank alla fine degli anni '40 fino a tutti gli anni '50. Il radar dello Springhill Meteor Observatory in Canada e, più tardi, quello dell'Ondrejov Observatory in Cecoslovacchia, accumularono la più grande quantità di dati mai registrata fino ad allora su tale sciame.

Il radar a Springhill osservò le Eta-Aquaridi dal 1958 al 1967. Il tasso orario al massimo era tipicamente tra 350 e 500. Un'analisi di questi dati, come di quelli visuali raccolti dal 1911 al 1971, furono pubblicati nel 1973 da Hajduk. Egli notò che c'era una variabilità irregolare nel rate di meteore ad ogni ritorno dello sciame, attribuita alle variazioni della densità dello sciame lungo l'orbita [8.9].

Attraverso il profilo medio di attività nel periodo 1958 - 1967, fu riscontata la presenza di due massimi radar: il 4 maggio e il 7 maggio [8.9].

Questo andamento risultò ancora più interessante quando fu comparato con i massimi e i minimi della curva di attività delle Orionidi. Lo studio di Hajduk sulle Orionidi portò a concludere che l'attività inusuale era dovuta al fatto che la Terra incontrava filamenti all'interno dello sciame. La stessa spiegazione fu data per giustificare la presenza occasionale nelle Eta-Aquaridi o di un massimo secondario o di uno spostamento del massimo principale.

Gli studi di Hajduk non rilevarono solo dettagli interessanti su questo sciame, ma anche sulle Orionidi da tempo conosciute come lo sciame fratello delle Eta-Aquaridi. Infatti, esiste una marcata somiglianza tra le caratteristiche fisiche delle meteore e i livelli di attività di entrambi gli sciami. Hajduk notò che le Eta-Aquaridi si manifestavano quando la Terra si trovava a 0.065 UA dall'orbita della cometa Halley, mentre le Orionidi a 0.15 UA. In accordo coi dati di Springhill, Hajduk evidenziò una minore variazione dell'attività annuale delle Eta-Aquaridi rispetto a quella delle Orionidi [8.9].

L'evoluzione delle Eta-Aquaridi fu discussa nel 1983 da McIntosh e Hajduk, i quali pubblicarono un modello dettagliato degli sciami meteorici prodotti dalla cometa Halley. Utilizzando uno studio del 1981 di Yeomans e Kiang (studiosi che esaminarono

l'orbita della cometa Halley dal 1404 a.C [8.10]), McIntosh e Hajduk ipotizzarono che le perturbazioni avevano confinato lo sciame in gusci sferici corrispondenti ad antiche orbite della Halley [8.11]. Tali fasce sono responsabili della variazione annuale dell'attività sia delle Eta-Aquaridi che delle Orionidi.

Le condizioni osservative, diverse per i due emisferi, possono aver modificato la stima dello ZHR, infatti il tasso orario medio tende ad essere di circa 20 nell'emisfero boreale e 50 in quello australe, in accordo con le osservazioni condotte negli Stati Uniti, Inghilterra, Giappone, Australia e Nuova Zelanda [8.12].

Durante l'apparizione della cometa Halley nel 1985-1986, molti osservatori in tutto il mondo furono allertati al fine di registrare un possibile aumento di attività delle Eta-Aquaridi (e delle Orionidi). Resoconti provenienti da gruppi in Australia, Nuova Zelanda, Bolivia, Nord America e Giappone indicarono però che non era stato osservato alcun outburst in tali sciami.

8.2 La cometa progenitrice

Due sciami meteorici, le Eta-Aquaridi all'inizio di maggio e le Orionidi alla fine di ottobre, sono associati con la cometa 1P/Halley. Quest'ultima è senza dubbio la più conosciuta e studiata tra tutte le comete. Nel 1705 Edmund Halley, utilizzando le nuove leggi di Newton, predisse che la cometa osservata nel 1531, nel 1607 e nel 1682 sarebbe ritornata nel 1758. In effetti la cometa ritornò come previsto dallo studioso e quindi, in onore dello stesso, ne ricevette il nome.

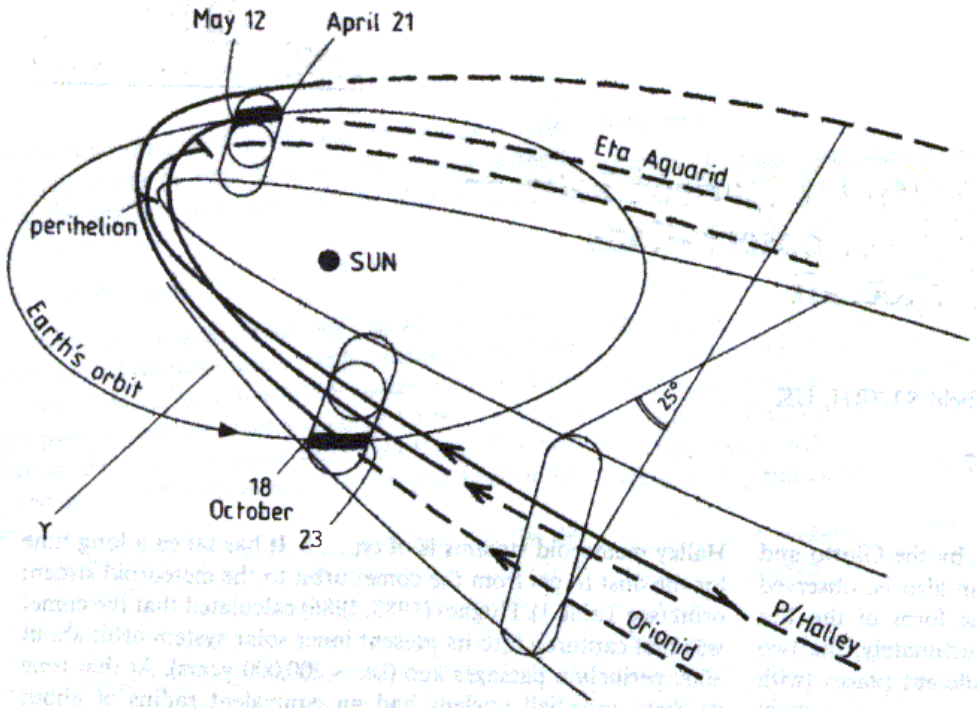

Figura 8.2 *- Geometria dell'intersezione della cometa 1P/Halley e dell'orbita della Terra. Ne risultano due sciami, le Eta-Aquaridi in maggio e le Orionidi in ottobre. L'orbita della cometa si modifica lentamente nel tempo e ciò sviluppa un tubo di polveri che contengono sia la cometa che gli sciami meteorici.*

L'orbita della Halley, tuttavia, non corrisponde precisamente con i parametri degli sciami meteorici. L'orbita della cometa interseca il piano dell'eclittica nel nodo ascendente posto a 1.8 UA all'esterno dell'orbita terrestre, e in quello discendente posto a 0.85 UA all'interno dell'orbita della Terra. Dato che l'orbita della cometa è inclinata leggermente rispetto al piano dell'eclittica, circa $i = 162°$, la Terra raggiunge la distanza minima da tale orbita in ottobre (0.154 UA) e in maggio (0.065 UA). Questa circostanza si verifica vicino alla longitudine solare in cui si ha il massimo di attività degli sciami. L'orbita universalmente accettata è stata ricavata dopo l'ultimo passaggio della cometa avvenuto nel 1986 ed è riportata in Tabella 8.1 [8.13]:

ω (°)	Ω (°)	i (°)	q (UA)	e	a (UA)
111.8657	58.8601	162.2422	0.587104	0.967277	17.941564

Tabella 8.1 *- Parametri orbitali della cometa 1P/Halley.*
ω = argomento del perielio (angolo in orbita tra il nodo ascendente e il perielio)
Ω = longitudine del nodo ascendente (angolo tra l'equinozio di primavera e il punto dell'orbita che taglia da sotto a sopra il piano dell'eclittica)
i = inclinazione (angolo tra l'eclittica e il piano dell'orbita)
q = distanza al perielio
e = eccentricità dell'orbita
a = semiasse maggiore dell'orbita

Il periodo medio dell'orbita della Halley è di circa 76 anni, ma non si possono prevedere le date del suo ritorno aggiungendo semplicemente multipli di 76 all'anno del suo ultimo passaggio al perielio. L'attrazione gravitazionale dei pianeti maggiori e la pressione di radiazione solare, infatti, alterano il periodo orbitale da una rivoluzione all'altra. Tra il 239 a.C. e il 1986 d.C. il periodo orbitale è variato da 76,0 anni, nel 1986, a 79,3 anni, nel 451 e nel 1066.

Yeomans e Kiang hanno esteso il calcolo dell'orbita fino al 1404 a.C. [8.10][8.11]. Il nodo dell'orbita della cometa ha attraversato l'orbita della Terra tra il 530-607 d.C. nella posizione delle Eta-Aquaridi, e tra il 836-763 a.C. nella posizione delle Orionidi. In tabella 8.2 sono riportati, per confronto, i parametri orbitali della cometa Halley nel 391 a.C. e nel 1986 [8.10][8.14].

Data	ω (°)	Ω (°)	i (°)	q (UA)	e	a (UA)
391 a.C.	86.8	28.6	163.6	0.588	0.967	17.961
1986	111.8	58.8	162.2	0.587	0.967	17.941

Tabella 8.2 *- Parametri orbitali della cometa Halley nel 391 a.C. e nella sua ultima apparizione.*

Nello stesso periodo di tempo è stato calcolata la longitudine del nodo ascendente Ω, del raggio vettore del nodo ascendente $R_{\Omega\uparrow}$ e discendente $R_{\Omega\downarrow}$, del valore della variazione del nodo ascendente Ω, della distanza dal perielio q e del periodo orbitale P sempre in funzione delle orbite oscuratrici di Yeomans & Kiang.

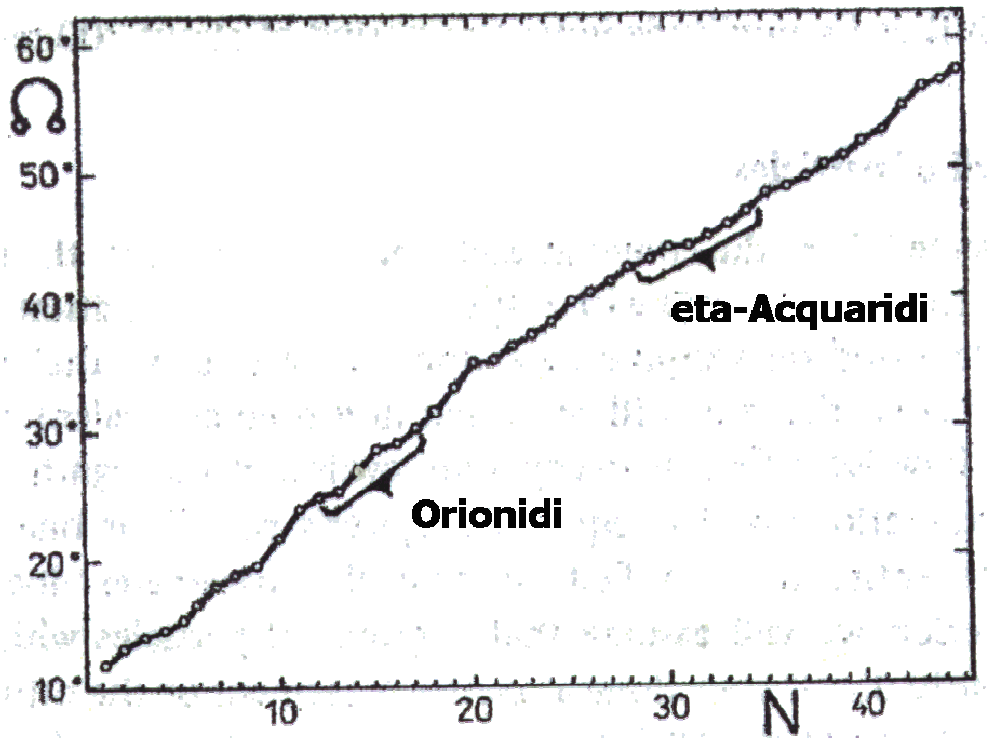

Figura 8.3 *- Longitudine del nodo ascendente dell'orbita dell'orbita della cometa 1P/Halley. N è il numero di rivoluzioni delle orbite oscuratrici di Yeomans & Kiang. È evidenziata la longitudine corrispondente agli sciami meteorici.*

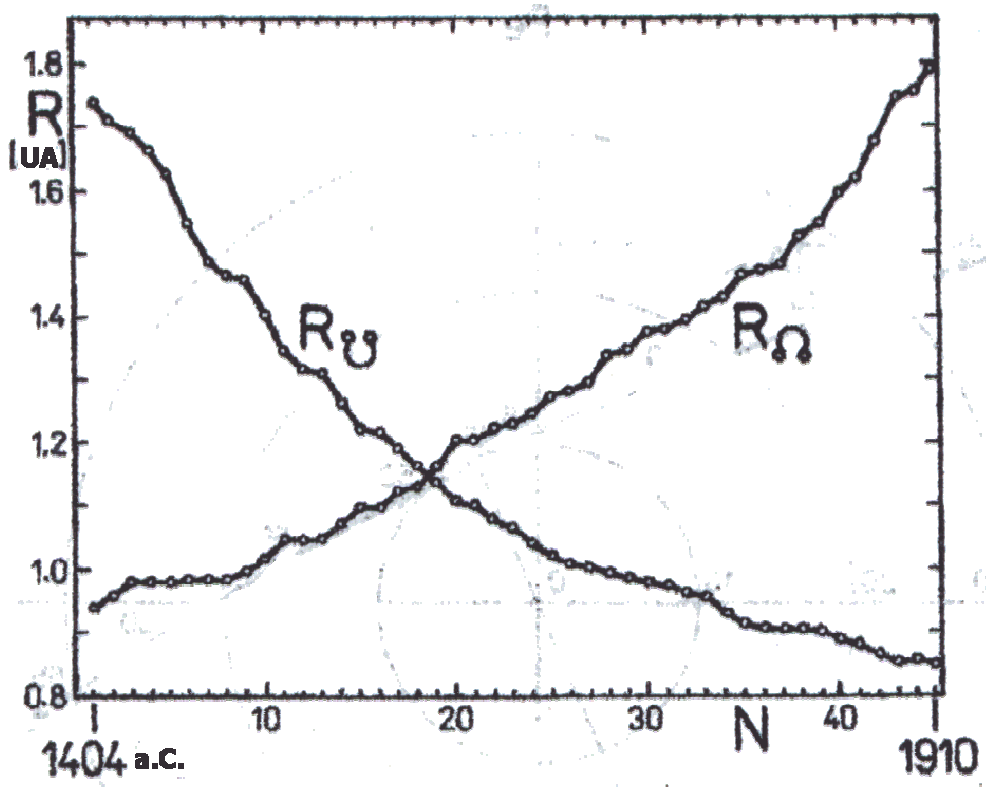

Figura 8.4 *- Raggio vettore del nodo ascendente $R_{\Omega\uparrow}$ e discendente $R_{\Omega\downarrow}$rispettivamente.*

L’ampia variazione di Ω da 11° a 58° è provocata unicamente da una piccola rotazione angolare dell’asse maggiore combinata con la ridotta inclinazione dell’asse, 18°, rispetto al piano dell’eclittica. L’angolo al perielio ω aumenta quasi alla stessa maniera di Ω, perciò la localizzazione del perielio rimane quasi costante, aumentando in longitudine di solo 3.5° nel periodo considerato. È stato calcolato che ω oscilla tra 47° e 133° [8.15].

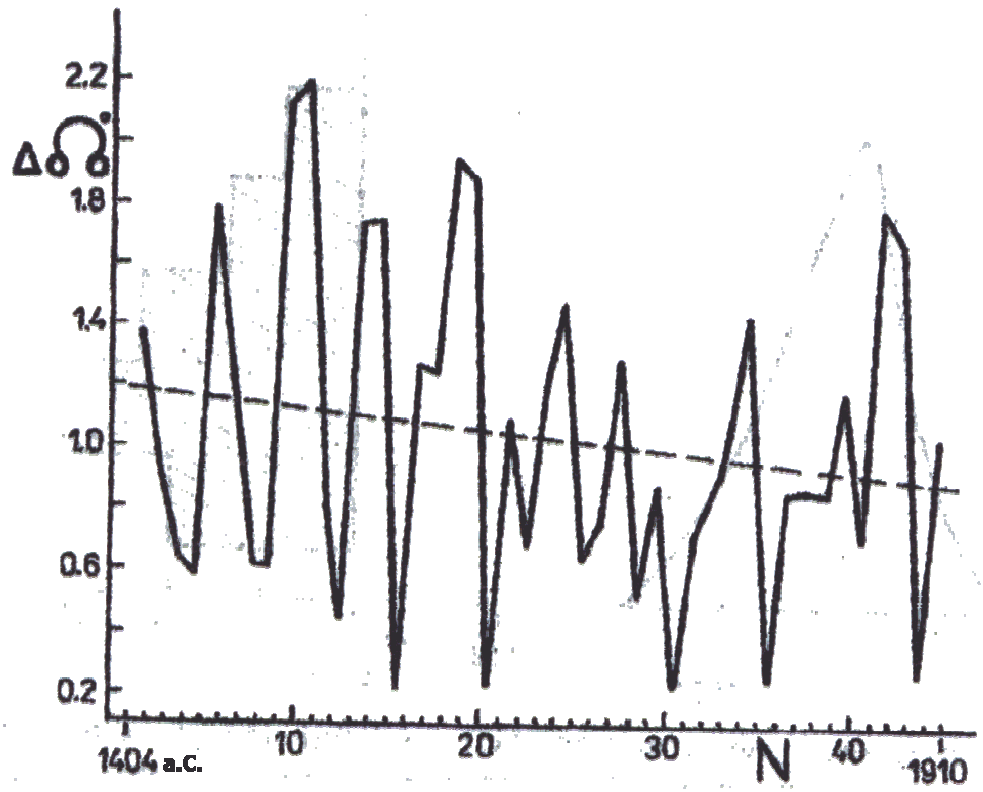

Figura 8.5 *- Valore della variazione di Ω tra due successive orbite oscuratrici di Yeomans & Kiang della cometa 1P/Halley.*

La variazione del nodo ascendente mostra una variazione media di circa 1° tra un’orbita e la successiva calcolata da Yeomans & Kiang.

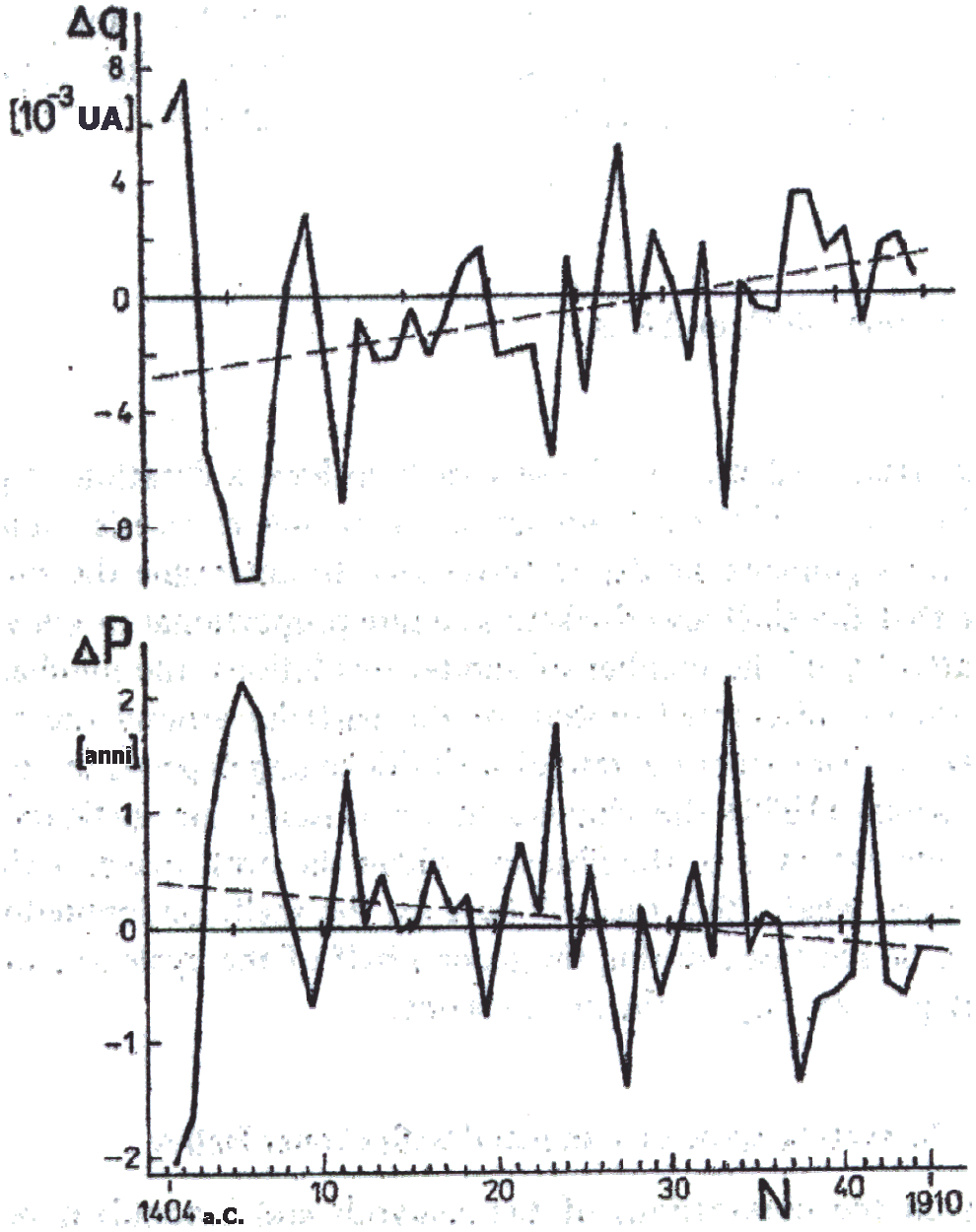

Figura 8.6 *- Variazione nel perielio Δq e nel periodo ΔP tra due orbite oscuratrici di Yeomans & Kiang della cometa 1P/Halley.*

La cometa Halley è stata fotografata e studiata durante il suo ultimo passaggio anche da numerose sonde spaziali. Nel 1986, ben cinque sonde provenienti dall'URSS, dal Giappone e dalla Comunità Europea hanno incontrato la cometa di Halley; la sonda Giotto dell'ESA ha ottenuto delle fotografie ravvicinate del suo nucleo. Le immagini della Giotto Halley Multicolor Camera hanno mostrato che la forma del nucleo è approssimabile a un ellissoide triassiale di dimensioni 8.2 km x 8.5 km x 16 km, circa

5.5 x 10^{17} cm^3 di volume e una sezione d'urto media pari a 100 km^2 [8.16][8.17][8.18]. Comparando i parametri non gravitazionali con la forza prodotta dai getti di gas, si è ottenuta una massa del nucleo attuale pari a circa 1.0 x 10^{17} g [8.18][8.19]. Contrariamente alle aspettative, il nucleo della Halley si è rivelato molto scuro: il suo albedo è pari soltanto a 0.03, e ciò lo rende più nero del carbone e quindi uno degli oggetti più scuri del Sistema Solare. La densità del nucleo è molto bassa: circa 0.1 g/cm^3 e ciò indica che probabilmente esso è poroso, forse a causa della grande quantità di polvere rimasta dopo che i ghiacci sono sublimati. Hughes ha concluso che la cometa Halley è giunta a circa metà della sua esistenza da quando è diventata una cometa a breve periodo [8.20].

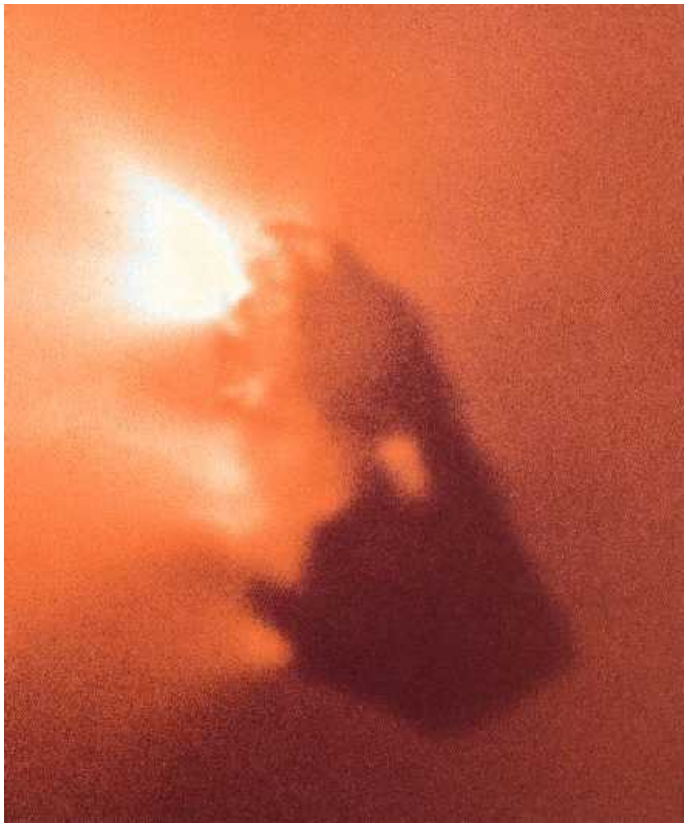

Figura 8.7 *- Immagine ripresa dalla sonda Giotto del nucleo della cometa 1P/Halley.*

È stato inoltre calcolato il decadimento del nucleo della cometa Halley in seguito al rilascio di gas e polveri ad ogni passaggio nei pressi del perielio [8.11][8.13]. Queste stesse polveri sono ciò che ha formato i due sciami meteorici attribuiti alla cometa.

Numero apparizione	Raggio del nucleo (km)	Massa di polvere negli sciami meteorici (g)
0	9.6	0
500	8.9	1.27×10^{17}
1000	8.2	2.35×10^{17}
1500	7.5	3.26×10^{17}
2000	6.8	4.02×10^{17}
2500	6.1	4.46×10^{17}
3000 (oggi)	5.4	5.00×10^{17}

Tabella 8.3 *- Decadimento della cometa 1P/Halley.*

È stato precedentemente accennato che i parametri orbitali dello sciame delle Eta-Aquaridi differiscono da quello della cometa progenitrice. Tuttavia, essendo tale sciame scarsamente osservato non vi è una determinazione univoca e precisa dell'orbita, basti pensare che numerosi autori [8.13][8.21][8.22] hanno utilizzato come parametri orbitali quelli dedotti da Cook [8.23], basati su una sola meteora [8.24]. Nella Tabella 8.4 sono riportati i parametri orbitali dello sciame delle Eta-Aquaridi ricavati da tecniche fotografiche, dalla media dei risultati ottenuti da svariati osservatori [8.25][8.26][8.27][8.28][8.29][8.30] e da tecniche radar [8.14][8.31], oltre ai parametri orbitali della cometa Halley.

	ω (°)	Ω (°)	i (°)	q (UA)	e	a (UA)
Foto	101.5	45.8	165.5	0.612	0.983	29.779
Radar	95.9	45.5	165.7	0.584	0.882	5.005
Cometa	111.8	58.8	162.2	0.587	0.967	17.941

Tabella 8.4 *- Confronto tra l'orbita dello sciame delle Eta-Aquaridi ricavata con tecniche fotografiche e radar e l'orbita della cometa Halley.*

8.3 1997

Lo sciame meteorico delle Eta-Aquaridi non è certamente uno dei maggiormente studiati nonostante l'importanza del suo corpo progenitore: la cometa Halley. Nonostante presenti dei tassi orari abbastanza elevati, non ha mai manifestato fenomeni di outburst. Cronologicamente, tale sciame è localizzato immediatamente dopo quello delle Liridi, avendo il massimo di attività durante la prima decade del mese di maggio. Per tale ragione i dati delle Eta-Aquaridi sono considerati come prosecuzione di quelli delle Liridi. Tuttavia il radar Bologna-Lecce-Modra non viene sempre utilizzato per l'osservazione di queste informazioni. L'analisi dello sciame di cui stiamo ora trattando è simile a quella affrontata per le Liridi. Innanzitutto l'attività radar dei primi giorni di maggio ha mostrato il massimo in corrispondenza del giorno 5 sia per la stazione ricevente di Lecce che per quella di Modra. Sono state effettuate tutte le necessarie correzioni ed è stato rappresentato in scala bilogaritmica il numero cumulativo di echi rispetto alla durata dell'eco stesso in presenza di sola diffusione.

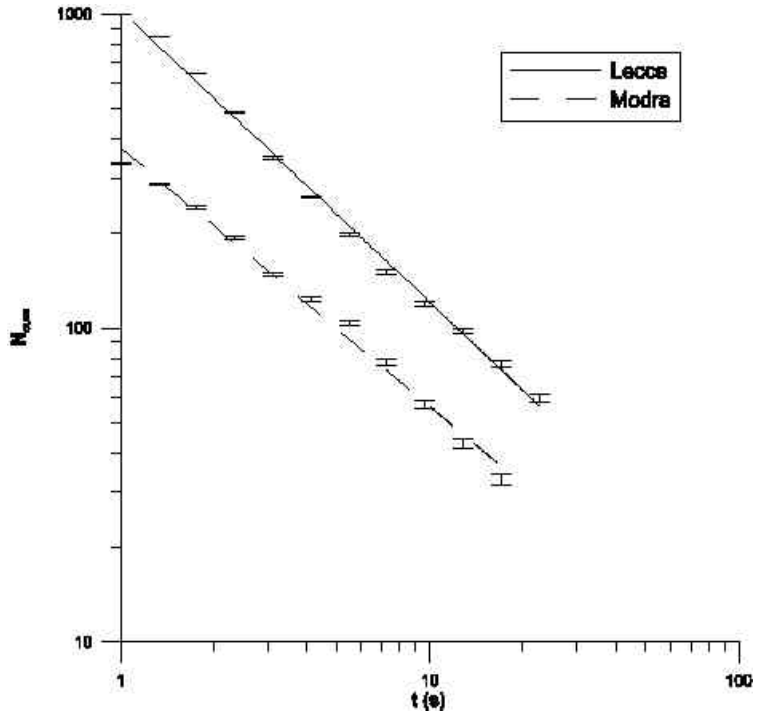

Figura 8.8 *- Numero cumulativo degli echi in funzione della durata dell'eco in scala bilogaritmica registrati dalla stazione di Lecce (linea continua) e di Modra (linea tratteggiata).*

Dalla differenza del numero di echi si evidenzia la differente sensibilità tra le due stazioni riceventi. È stato calcolato il valore dell'indice di massa medio dello sciame: nel caso di Lecce si è trovato un valore di $s = 2.2 \pm 0.1$ mentre alla stazione di Modra esso è risultato pari a $s = 2.3 \pm 0.1$. Dunque i due risultati sono compatibili entro gli errori.

Il passo successivo è stato quello di raffigurare i profili di attività dello sciame lungo le due direttrici con lo scopo di localizzare il massimo dello sciame stesso.

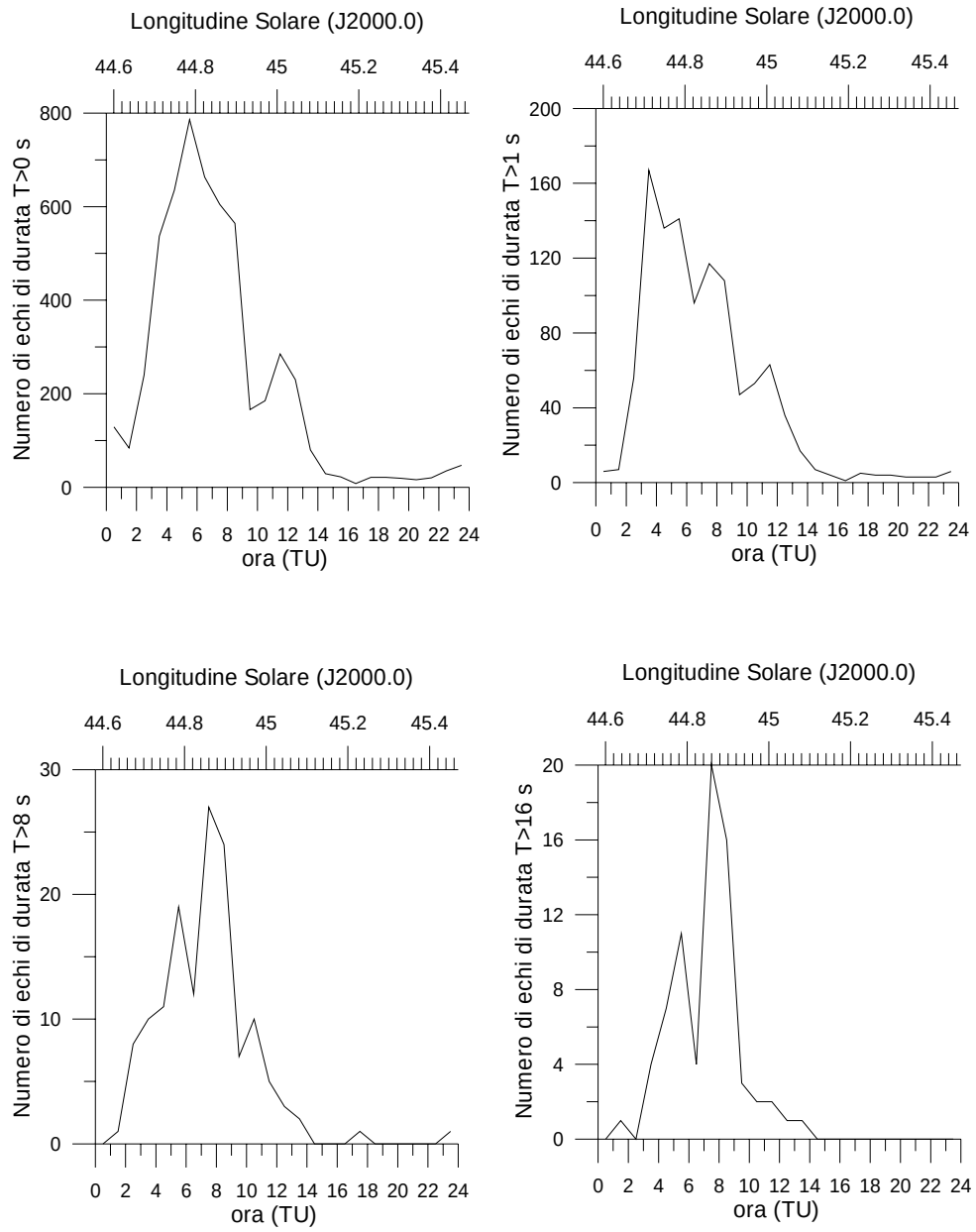

Figura 8.9 *- Attività dello sciame delle Eta-Aquaridi il 5 maggio 1997 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Lecce.*

Il grafico a T > 8 secondi rivela la presenza di tre picchi distinti localizzati alla longitudine solare $\lambda_0 = 44.80° \pm 0.02°$ (5 maggio 1997, $05^h\ 30^m \pm 30^m$ TU), $\lambda_0 = 44.88° \pm 0.02°$ (5 maggio 1997, $07^h\ 30^m \pm 30^m$ TU) e $\lambda_0 = 45.00° \pm 0.02°$ (5 maggio 1997, $10^h\ 30^m \pm 30^m$ TU). Il tasso orario maggiore, pari a 27 ± 3 a T > 8 secondi, è stato raggiunto in corrispondenza del secondo picco. Alle durate minori il primo picco è assorbito da quello principale, mentre a durate maggiori di 8 secondi il terzo picco scompare completamente.

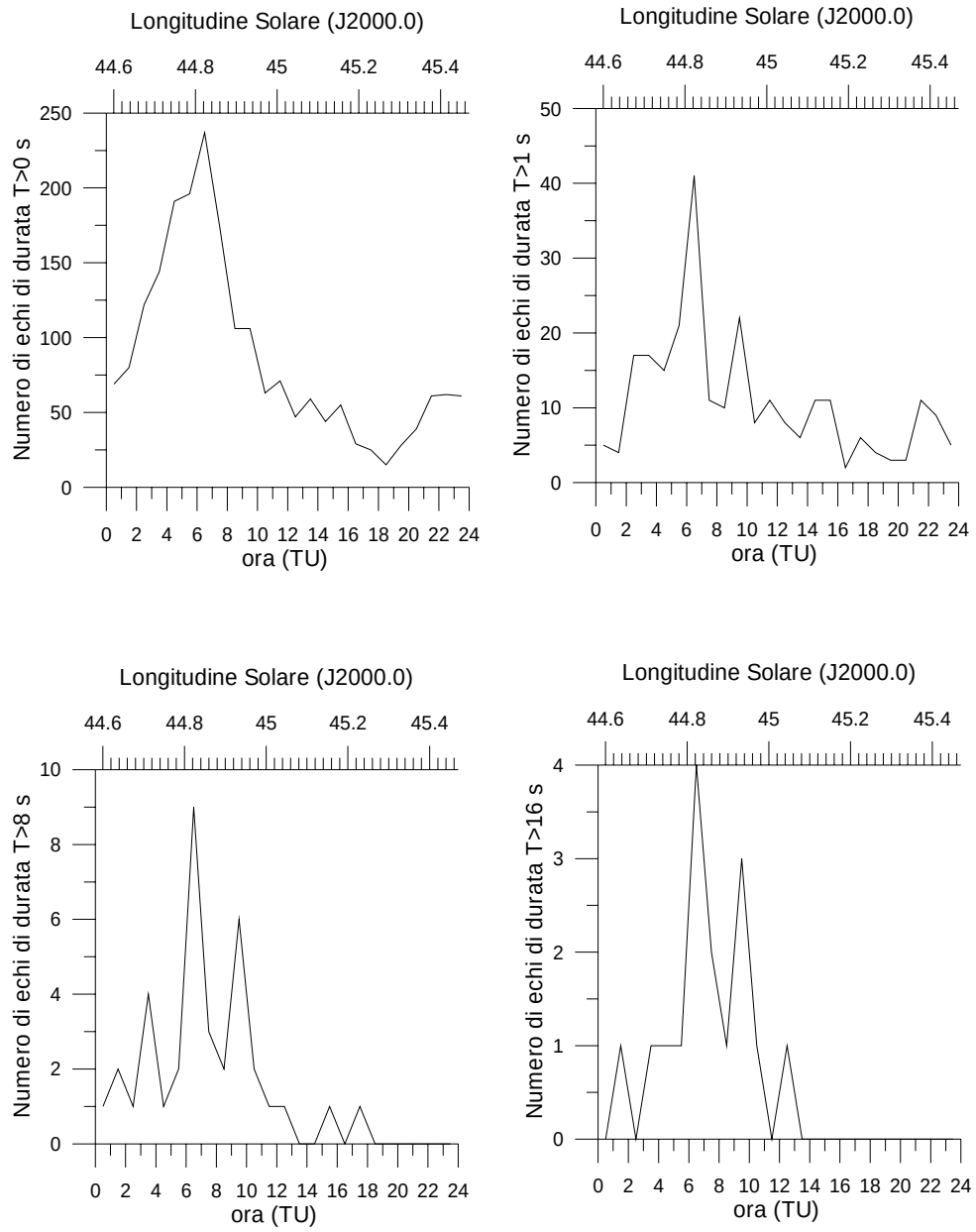

Figura 8.10 *- Attività dello sciame delle Eta-Aquaridi il 5 maggio 1997 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Modra.*

Anche i dati ricavati dalla direttrice Bologna-Modra evidenziano a T > 8 secondi la presenza di tre picchi. Il primo è localizzato a $\lambda_0 = 44.68° \pm 0.02°$ (5 maggio 1997, 03^h $30^m \pm 30^m$ TU), il secondo picco, quello principale con un tasso pari a 9 ± 2, è posto alla longitudine solare $\lambda_0 = 44.84° \pm 0.02°$ (5 maggio 1997, 06^h $20^m \pm 30^m$ TU), infine il terzo massimo è stato registrato a $\lambda_0 = 44.96° \pm 0.02°$ (5 maggio 1997, 09^h $30^m \pm 30^m$ TU). Come si vede dal confronto coi dati precedenti, il primo massimo nei due casi non coincide in quanto il massimo di Lecce si verifica circa due ore dopo quello di Modra. Una situazione analoga si ha anche per i due massimi successivi, dove però il ritardo temporale è ridotto ad un'ora.

La tabella 8.5 mostra la variazione dell'indice di massa in funzione del tempo per la direttrice Bologna-Lecce.

Data	**Ora (TU)**	**Longitudine Solare (J200.0)**	**Indice di massa s**	**σ_s**
05/05/1997	02 - 04	44.66 - 44.74	2.67	0.03
05/05/1997	04 - 06	44.74 – 44.82	2.50	0.02
05/05/1997	06 - 08	44.82 – 44.90	2.18	0.02
05/05/1997	08 - 10	44.90 – 44.98	2.09	0.03
05/05/1997	10 - 12	44.98 – 45.06	2.45	0.04
05/05/1997	12 - 14	45.06 – 45.14	2.71	0.08

Tabella 8.5 *- Andamento dell'indice di massa per lo sciame delle Eta-Aquaridi il 5 maggio 1997 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Lecce.*

Il massimo di attività è caratterizzato da un indice di massa molto simile a quello medio dello sciame, mentre in corrispondenza degli altri due picchi vi è un indice nettamente superiore. A differenza del caso delle Liridi, vi è un'ampia variazione dell'indice di massa all'interno del periodo analizzato.

La tabella 8.6 elenca l'andamento dell'indice di massa delle Eta-Aquaridi lungo la direttrice Bologna-Modra.

Data	Ora (TU)	Longitudine Solare (J200.0)	Indice di massa s	σ_s
05/05/1997	02 - 04	44.66 - 44.74	2.18	0.09
05/05/1997	04 - 06	44.74 – 44.82	2.52	0.09
05/05/1997	06 - 08	44.82 – 44.90	2.03	0.05
05/05/1997	08 - 10	44.90 – 44.98	1.93	0.06
05/05/1997	10 - 12	44.98 – 45.06	2.1	0.1
05/05/1997	12 - 14	45.06 – 45.14	2.4	0.1

Tabella 8.6 *- Andamento dell'indice di massa per lo sciame delle Eta-Aquaridi il 5 maggio 1997 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Modra.*

Il profilo dell'indice di massa ottenuto a Modra risulta simile a quello riscontrato a Lecce, anche se meno accentuato. Infatti, i valori dalle ore 02 alle ore 14 seguono praticamente lo stesso andamento. In corrispondenza dei tre picchi si ha un indice di massa inferiore a quello medio dello sciame. Oltre a ciò, tale parametro decresce spostandosi da un picco a quello successivo. Invece la zona di minimo tra i primi due picchi è caratterizzata da un massimo dell'indice di massa.

È stata eseguita un'analisi dei dati visuali dei giorni 4, 5 e 6 maggio per poter ottenere un profilo di attività in termini di ZHR. Nonostante le condizioni della Luna fossero molto favorevoli (in prossimità della fase di luna nuova) i dati a disposizione sono stati pochi. Comunque ciò non ha impedito di ottenere qualche risultato interessante.

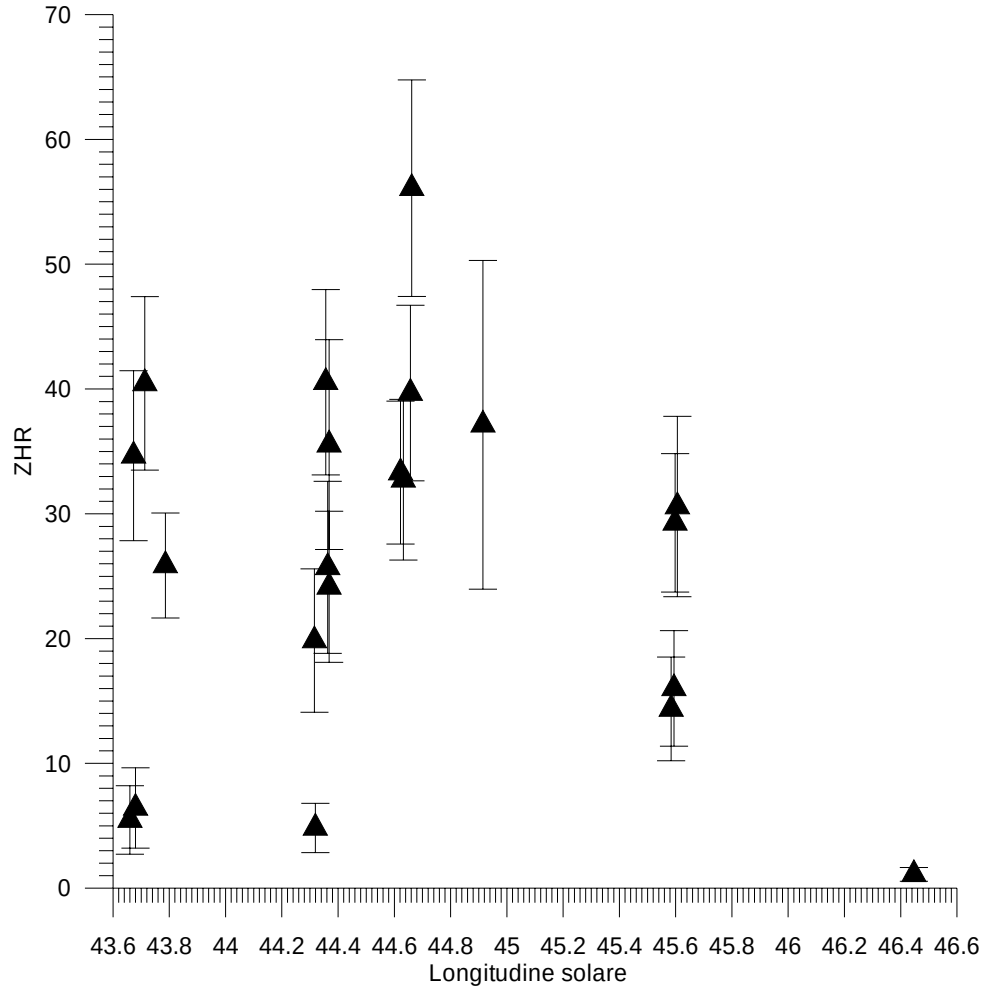

Figura 8.11 *- Profilo visuale dello sciame delle Eta-Aquaridi dal 4 al 6 maggio 1998.*

Il massimo è localizzato alla longitudine solare $\lambda_0 = 44.66° \pm 0.05°$ (5 maggio 1997, $02^h\ 00^m \pm 1^h\ 15^m$ TU) con un tasso orario zenitale pari a 56 ± 8. Tale picco non coincide con i massimi registrati con la tecnica radar. È abbastanza frequente che si verifichi questa situazione a causa del diverso range di massa che viene osservato nel visuale e dal radar. Dai dati visuali sono ovviamente assenti le ore diurne del giorno 4 maggio, che corrispondono all'intervallo di longitudine solare 43.8° – 44.3° Ovviamente la scarsità dei dati non aiuta ad approfondire la ricerca e a visualizzare un ben determinato profilo, nonostante, nel 1997, l'International Meteor Organization abbia condotto una campagna osservativa su questo sciame.

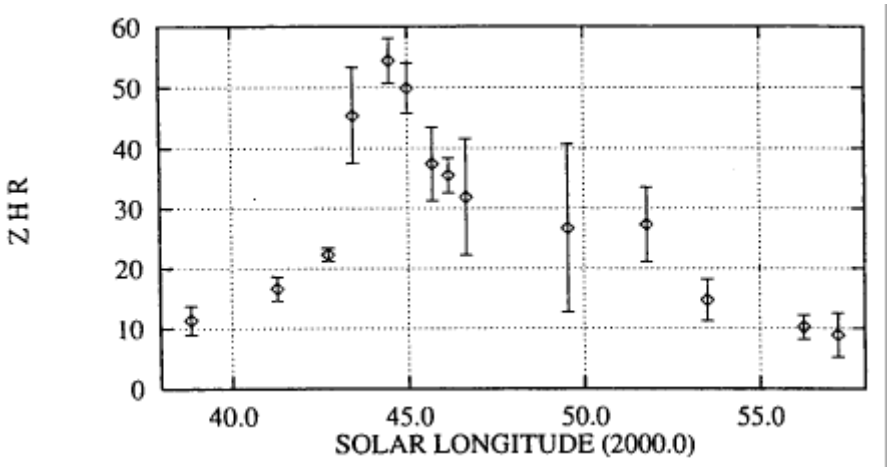

Figura 8.12 *- Profilo dello sciame delle Eta-Aquaridi circa durante i primi quindici giorni del mese di maggio 1997.*

Nonostante la maggiore indeterminazione, la posizione del massimo principale ottenuta dall'International Meteor Organization (figura 8.12) concorda con quella ricavata dalla nostra analisi dei dati visuali (figura 8.11). È interessante osservare che l'indice di massa ricavato dai dati visuali è pari a $s = 1.7 \pm 0.2$ in corrispondenza del massimo. Nella posizione dei picchi radar, i dati visuali hanno ricavato un valore pari a $s = 1.9 \pm 0.2$, simile per il picco centrale, ma nettamente diverso per quello secondario. Tale valore corrisponde a quello ricavato dalla stazione di Modra, mentre risulta differente da quella di Lecce dove è stato calcolato un indice di massa pari a 2.6 ± 0.2.

8.4 1998

Anche nel 1998 è stato possibile studiare lo sciame delle Eta-Aquaridi attraverso il radar Bologna-Lecce-Modra. Entrambe le stazioni hanno rilevato il picco di attività il 5 maggio, lo stesso giorno in cui era stato osservato l'anno precedente.

Innanzitutto è stato rappresentato in scala bilogaritmica il numero cumulativo di echi in funzione del tempo di diffusione.

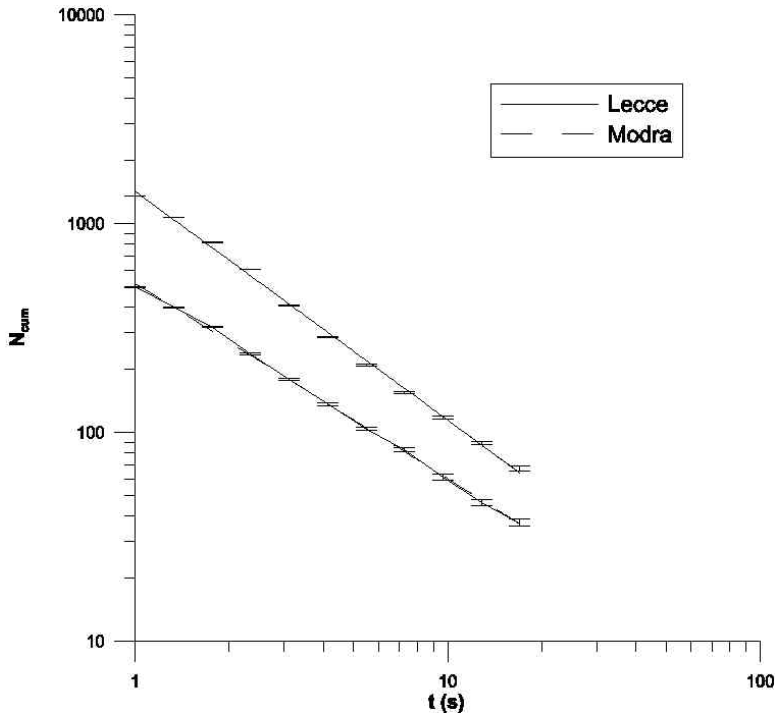

Figura 8.13 *- Numero cumulativo degli echi in funzione della durata dell'eco in scala bilogaritmica registrati dalla stazione di Lecce (linea continua) e di Modra (linea tratteggiata).*

L'interpolazione lineare dei punti nel grafico ha permesso di calcolare l'indice di massa medio dello sciame. Lungo la direttrice Bologna-Lecce è stato trovato un indice di massa pari a $s = 2.3 \pm 0.1$, mentre lungo quella Bologna-Modra è stato ricavato un valore pari a $s = 2.2 \pm 0.1$. Tali valori sono altresì molto simili con quelli ottenuti nel 1997.

Successivamente, è stato ricavato il profilo di attività dello sciame lungo le due direttrici, andando a considerare delle meteore il cui eco presentava durate differenti.

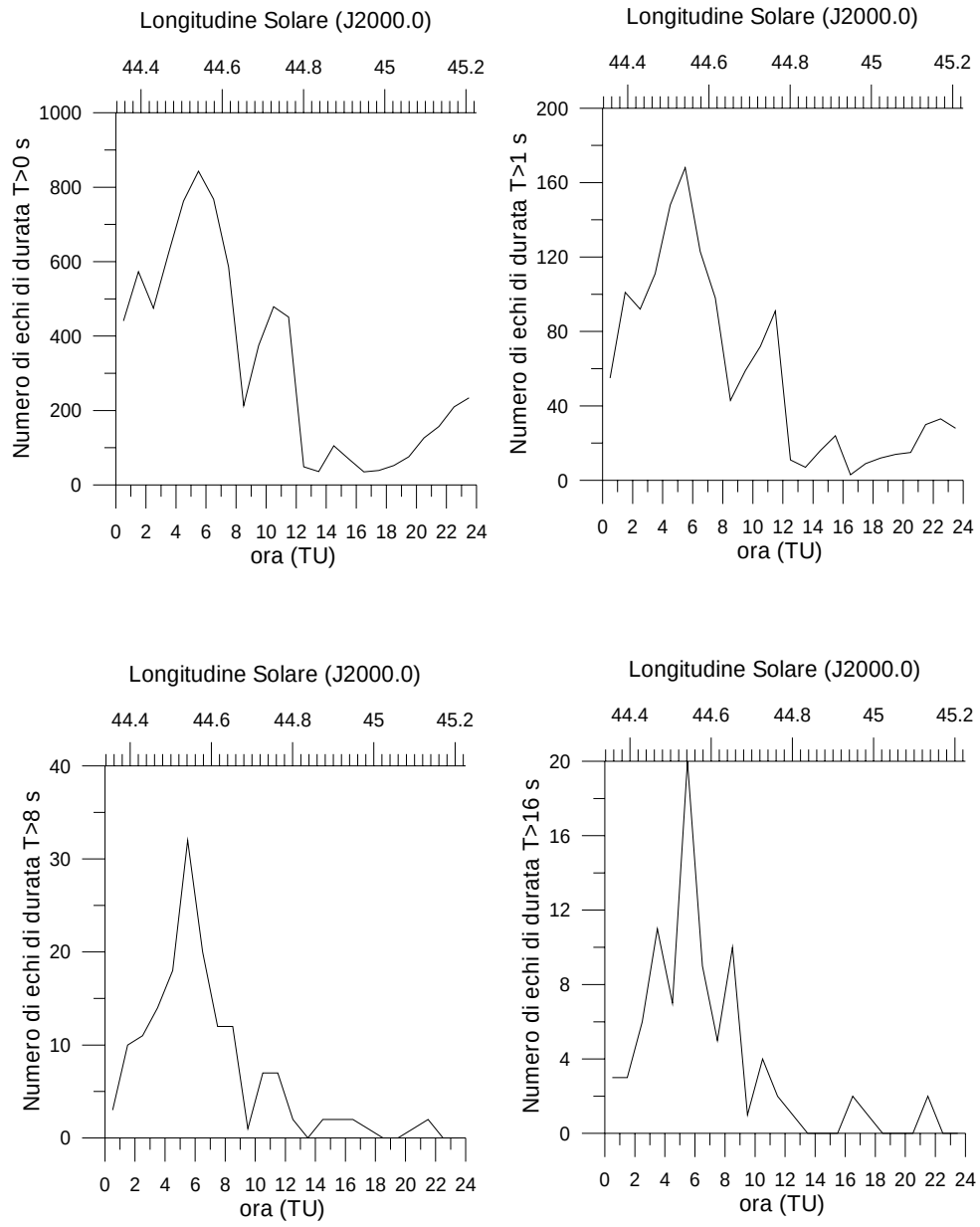

Figura 8.14 *- Attività dello sciame delle Eta-Aquaridi il 5 maggio 1998 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Lecce.*

La figura 8.14 a T > 8 secondi evidenzia la presenza di un unico picco alla longitudine solare λ_0 = 44.56° ± 0.02° (5 maggio 1998, 05^h 30^m ± 30^m TU) che raggiunge un tasso orario massimo pari a 32 ± 4. È interessante notare come a durate maggiori il picco si restringe e compaia la presenza di altri due picchi secondari a λ_0 = 44.47° ± 0.02° (5 maggio 1998, 03^h 30^m ± 30^m TU) e λ_0 = 44.68° ± 0.02° (5 maggio 1998, 08^h 30^m ± 30^m TU) rispettivamente. L'analisi dei profili a durate inferiori a 8 secondi evidenzia la presenza, oltre che del picco principale, anche di un massimo

secondario a $\lambda_0 = 44.78° \pm 0.02°$ (5 maggio 1998, $11^h\ 00^m \pm 30^m$ TU). Questo presenta un tasso orario di circa la metà di quello del massimo principale.

La figura 8.15 mostra il profilo di attività dello sciame delle Eta-Aquaridi lungo la direttrice Bologna-Modra.

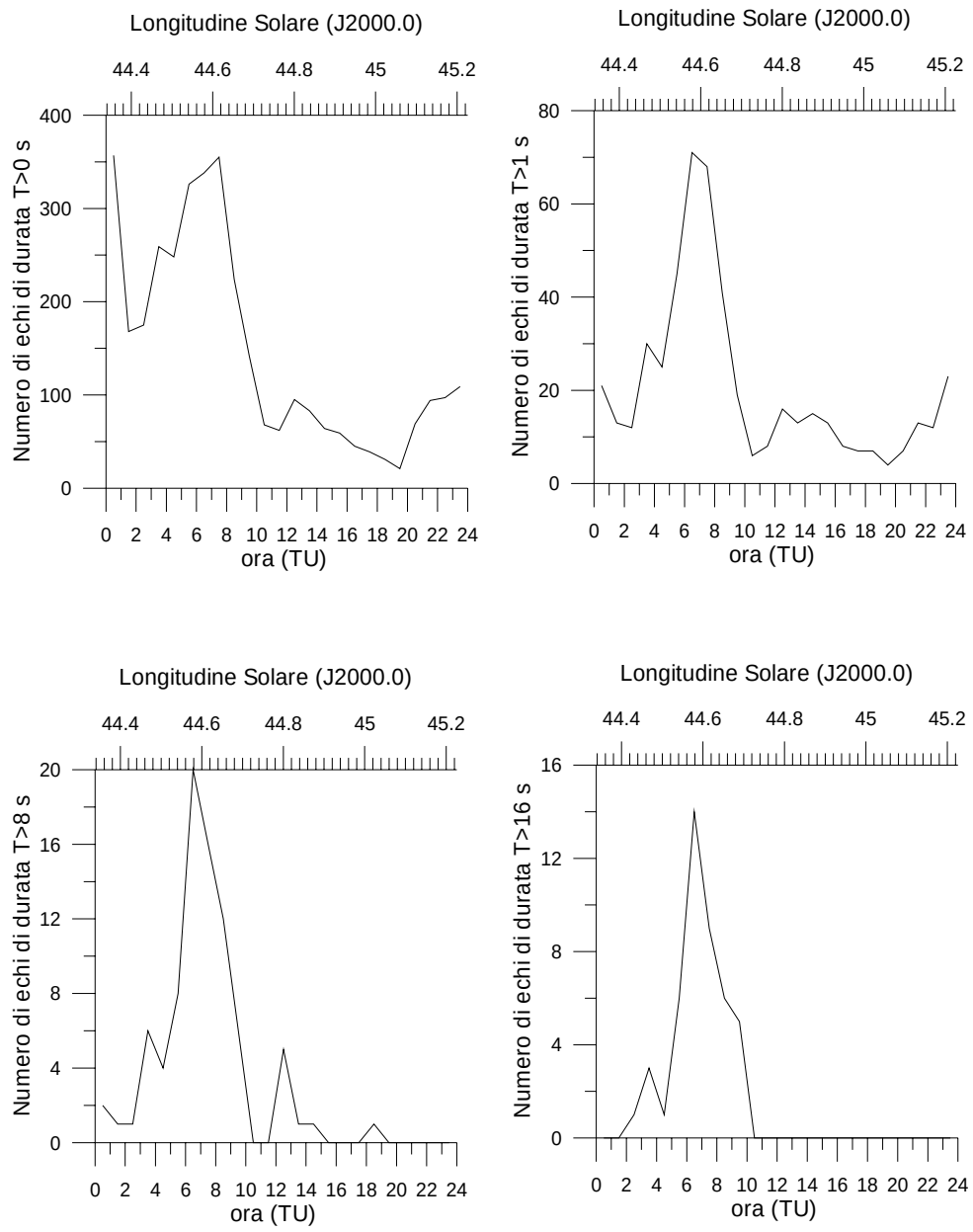

Figura 8.15 *- Attività dello sciame delle Eta-Aquaridi il 5 maggio 1998 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Modra.*

Anche la stazione ricevente di Modra mostra la presenza di un solo picco, ovviamente meno accentuato a causa della differente sensibilità dei due apparati. Il

massimo è localizzato alla longitudine solare $\lambda_0 = 44.60° \pm 0.02°$ (5 maggio 1998, 06^h $30^m \pm 30^m$ TU) e raggiunge un tasso di 20 ± 3. Tra il picco rilevato a Lecce e quello riscontrato a Modra vi è una differenza di circa un'ora. Nonostante la posizione dei massimi ricavata lungo le due direttrici sia diversa, il profilo dei picchi principali si sovrappone. È interessante notare che nel 1998 il massimo principale rivelato a Lecce anticipa quello di Modra contrariamente a quello che si era osservato per le Eta-Aquaridi nel 1997. Si era osservato, attraverso lo studio dei profili di attività, che per le Liridi nel periodo 1996 – 2001 il picco principale di Modra tendeva sempre ad anticipare quello di Lecce.

Analizziamo ora il comportamento dell'indice di massa lungo le due direttrici per ottenere una visione più dettagliata del fenomeno.

Data	Ora (TU)	Longitudine Solare (J200.0)	Indice di massa s	σ_s
05/05/1998	02 - 04	44.41 - 44.50	2.37	0.03
05/05/1998	04 - 06	44.50 – 44.58	2.28	0.02
05/05/1998	06 - 08	44.58 – 44.66	2.34	0.03
05/05/1998	08 - 10	44.66 – 44.74	2.26	0.04
05/05/1998	10 - 12	44.74 – 44.82	2.26	0.04
05/05/1998	12 - 14	44.82 – 44.90	2.3	0.1

Tabella 8.7 *- Andamento dell'indice di massa per lo sciame delle Eta-Aquaridi il 5 maggio 1998 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Lecce.*

L'indice di massa del massimo è pressoché identico a quello medio dello sciame, caratteristica già riscontrata nel 1997. Si nota come l'andamento dell'indice di massa sia praticamente costante dalle ore 02 alle ore 14, non rilevando alcun valore anomalo.

Per completezza è opportuno ricavare l'indice di massa in funzione del tempo dai dati di Modra (tabella 8.8).

Data	Ora (TU)	Longitudine Solare (J200.0)	Indice di massa s	σ_s
05/05/1998	02 - 04	44.41 - 44.50	2.13	0.06
05/05/1998	04 - 06	44.50 – 44.58	2.19	0.04
05/05/1998	06 - 08	44.58 – 44.66	1.93	0.03
05/05/1998	08 - 10	44.66 – 44.74	1.83	0.04
05/05/1998	10 - 12	44.74 – 44.82	2.9	0.3
05/05/1998	12 - 14	44.82 – 44.90	2.1	0.1

Tabella 8.8 *- Andamento dell'indice di massa per lo sciame delle Eta-Aquaridi il 5 maggio 1998 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Modra.*

Il picco di Modra presenta un indice di massa nettamente inferiore a quello medio dello sciame, valore anche leggermente più piccolo rispetto a quello di Lecce trovato. È interessante notare l'andamento piuttosto irregolare dell'indice di massa nell'intervallo di ore 02-14 che ha raggiunto un valore prossimo a tre nel periodo 10-12.

È stato impossibile ricavare un abbozzo di profilo nel dominio visuale in quanto i dati dell'International Meteor Organization sono risultati troppo pochi numericamente a causa del disturbo prodotto dal chiarore lunare. Infatti, le notti analizzate dal 4 al 6 maggio si trovavano tra la fase di luna piena e l'ultimo quarto. Nonostante queste condizioni si è riusciti comunque a ricavare qualche informazione dai dati visuali. Il massimo nel visuale è stato individuato alla longitudine solare $\lambda_0 = 44.46° \pm 0.06°$ (5 maggio 1997, $03^h\ 07^m \pm 1^h\ 30^m$ TU) con un tasso orario zenitale pari a 69 ± 10. Il massimo risulta in anticipo rispetto a quello radar per le ragioni già precedentemente esposte. L'indice di massa ricavato con tecniche visuali esibisce un valore di $s = 1.9 \pm 0.2$ nella posizione del massimo visuale e di quelli radar, evidenziando un andamento pressoché costante. Il valore trovato è confrontabile con quello ricavato dal radar, nonostante il valore visuale sia affetto da una notevole incertezza.

8.5 Considerazioni finali

Lo sciame delle Eta-Aquaridi è stato analizzato solo per due anni, il 1997 e il 1998. Negli anni precedenti e successivi il radar Bologna-Lecce-Modra non l'ha osservato in quanto tale sciame non rientra tra quelli seguiti annualmente. Il fatto di aver potuto analizzare solo due anni questo sciame rende questa analisi globale alquanto approssimata.

La tabella 8.9 mostra i valori dell'indice di massa medio delle Eta-Aquaridi calcolati per ogni stazione ricevente del radar BLM.

Anno	Indice di massa medio Lecce	Indice di massa medio Modra
1997	2.2 ± 0.1	2.3 ± 0.1
1998	2.3 ± 0.1	2.2 ± 0.1

Tabella 8.9 *- Indice di massa medio ricavati dai dati radar delle due stazioni riceventi, Lecce e Modra.*

Sia per la direttrice Bologna-Lecce che per quella Bologna-Modra è stato ricavato un valore medio dell'indice di massa per lo sciame pari a $s = 2.2 \pm 0.1$, che rappresenta anche il valore medio per lo sciame. Tale valore è confrontabile entro gli errori con quello tabulato dall'International Meteor Organization pari a $s = 2.1$.

È stato tabulato anche il tasso orario massimo dello sciame ricavato dalle stazioni radar di Lecce e Modra e dai dati visuali. Tale indagine è utile soprattutto per confrontare i risultati visuali con quelli reperiti in letteratura.

Anno	Tasso Lecce	Tasso Modra	ZHR visuale
1997	27 ± 3	9 ± 2	56 ± 6
1998	32 ± 4	20 ± 3	69 ± 10

Tabella 8.10 *- Tassi orari massimi ricavati dai dati radar delle due stazioni riceventi, Lecce e Modra, e dai dati visuali.*

Nel calcolare i tassi orari radar medi utilizziamo esclusivamente quelli della stazione ricevente di Lecce in quanto sono più accurati a causa della maggiore sensibilità della

strumentazione. Si ricava un valore medio di circa 29, mentre dai dati visuali si ottiene un tasso orario zenitale medio di 63. Non bisogna sorprendersi della differenza in quanto per i dati radar non è possibile calcolare uno ZHR come per i visuali, ma solo un tasso orario massimo all'interno dell'hot spot. Il valore ricavato con tecniche visuali è confrontabile con quello tabulato dall'International Meteor Organization pari a 60. Questo avvalora il risultato ottenuto nonostante la scarsità di dati a disposizione per definire il profilo di attività dello sciame nel dominio visuale.

Certamente è di maggiore interesse lo studio della localizzazione del massimo di attività dello sciame. Oltre alla longitudine solare, è stata evidenziata la larghezza a metà altezza (FWHM) del picco principale, utile strumento per verificare se eventualmente due picchi siano in qualche misura sovrapposti.

Anno	λ_0 (°) Lecce	FWHM (°)	λ_0 (°) Modra	FWHM (°)	λ_0 (°) visuale
1997	44.88 ± 0.02	0.10	44.84 ± 0.02	0.06	44.66 ± 0.05
1998	44.56 ± 0.02	0.11	44.60 ± 0.02	0.12	44.46 ± 0.06

Tabella 8.11 *- Longitudine solare del massimo dello sciame delle Eta-Aquaridi per la direttrice Bologna-Lecce, Bologna-Modra e per i dati visuali*

Per i dati visuali non abbiamo fornito la larghezza a metà altezza del picco perché non essendo stato calcolato un profilo attendibile, la FWHM non può essere ricavata con precisione. Si nota che le due stazioni radar sono in buon accordo, infatti i profili di attività sono sovrapponibili. Come è già stato precedentemente messo in luce, i dati visuali non sono compatibili con quelli radar. Si ricava che la longitudine solare media dello sciame delle Eta-Aquaridi per la direttrice Bologna-Lecce è pari a $\lambda_0 = 44.72° \pm 0.02°$, per quella Bologna-Modra è $\lambda_0 = 44.72° \pm 0.02°$ e per i dati visuali è $\lambda_0 = 44.56° \pm 0.05°$. Andando a considerare sia i contributi radar che visuali si ricava un valore medio per la longitudine solare pari a $\lambda_0 = 44.61° \pm 0.03°$. La consistente indeterminazione è ovviamente dovuta all'imprecisione con la quale si è localizzato il massimo di attività attraverso i dati visuali. È curioso notare come tali risultati differiscano notevolmente con quelli tabulati dall'International Meteor Organization che riporta una longitudine solare media per tale sciame di $\lambda_0 = 45.5°$, circa un giorno di

differenza da quella trovata. Anche se è difficile individuare la causa di tale discrepanza, la posizione del massimo principale ricavata da un profilo visuale dell'International Meteor Organization per il 1997 concorda con il nostro risultato.

L'ultima analisi globale effettuata è stata quella finalizzata ad evidenziare la variazione dell'indice di massa durante il periodo del massimo.

Anno	Indice di massa Lecce	Indice di massa Modra	Indice di massa visuale
1997	2.50 ± 0.02	2.52 ± 0.09	1.7 ± 0.2
1998	2.28 ± 0.02	1.93 ± 0.03	1.9 ± 0.2

Tabella 8.12 *- Indice di massa durante il periodo del massimo dello sciame delle Eta-Aquaridii per la direttrice Bologna-Lecce, Bologna-Modra e per i dati visuali*

Il 1997 presenta una ottima correlazione tra i dati radar, ma una netta differenza con quelli visuali. Invece nel 1998, vi è un'ottima correlazione tra i dati radar di Modra e quelli visuali, ma non altrettanto con quelli della stazione di Lecce. La differenza di indice di massa tra il dominio radar e quello visuale potrebbe essere determinata da una dipendenza dell'indice di massa dalla massa stessa dei meteoroidi oppure dall'inesattezza del parametro *b*, qui assunto pari a 1, nell'equazione 6.26. Invece la discrepanza negli indici di massa radar fra le due direttrici è difficilmente spiegabile. Dai dati radar è stato ottenuto un indice di massa medio trovato durante il massimo di attività dello sciame pari a $s = 2.39 \pm 0.02$ nel caso di Lecce e di $s = 2.20 \pm 0.06$ per Modra. Da ciò si deduce che indice di massa ricavato dal sistema BLM è pari a $s = 2.30 \pm 0.04$, mentre dai dati visuali si ottiene un valore pari a $s = 1.8 \pm 0.2$. A differenza del caso delle Liridi, l'indice di massa calcolato durante il periodo di massima attività dello sciame risulta superiore a quello tabulato dall'International Meteor Organization per Lecce e confrontabile con quest'ultimo nel caso di Modra.

Lo sciame delle Eta-Aquaridi nel periodo in cui è stato analizzato non ha manifestato nessun tipo di attività insolita, come del resto ci si aspettava sulla base dei dati storici. Il fatto di aver compiuto l'analisi unicamente utilizzando i dati di due anni rende impossibile evidenziare eventuali andamenti periodici o irregolarità nell'attività dello sciame. Il quadro qui riportato sul comportamento delle Eta-Aquaridi non è ovviamente completo e necessita perciò di ulteriori osservazioni e approfondimenti.

Bibliografia

[8.1] Newton H.A.: *American Journal of Science*, Series 2, **36**, p. 148-149, (1863)

[8.2] Denning W.F.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **72**, p. 423-451, (1912)

[8.3] Herschel A.S.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **36**, p. 210, (1876)

[8.4] Corder H.: *The Observatory*, **2**, p. 103, (1879)

[8.5] Herschel A.S.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **38**, p. 379, (1878)

[8.6] *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **90**, p. 158, November, (1929)

[8.7] *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **95**, p. 604, May, (1935)

[8.8] Clegg J.A., Hughes V.A., Lovell A.C.B.: The daylight streams of 1947 May-August, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **107**, p. 369-378, (1947)

[8.9] Hajduk A.: The structure of the Eta Acquarid meteor stream, *Bulletin of the Astronomical Institute of Czechoslovakia*, **24**, p. 9-11, (1973)

[8.10] Yeomans D.K., Kiang T.: The long-term motion of comet Halley, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **197**, p. 633-646, (1981)

[8.11] McIntosh B.A., Hajduk A.: Comet Halley meteor stream: a new model, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **205**, p. 931-943, (1983)

[8.12] *Meteor News*, **No. 7**, p. 5, August, (1971)

[8.13] Hughes D.W.: P/Halley dust characteristics: a comparison between Orionid and Eta Acquarid meteor observations and those from the flyby spacecraft, *Astronomy & Astrophysics*, **187**, p. 879-888, (1997)

[8.14] Kronk G.W.: Meteor Showers a descriptive catalogue, Enslow Publishers, Inc., Hillside, (1988)

[8.15] Kozai Y.: Dynamics of the Solar System, *IAU Symposium No. 81*, ed. Duncombe R.L., Reindel, Dordrecht, Holland, p. 231, (1979)

[8.16] Keller H.U.: in Rolfe E.J., Battrick B., eds, *Symposium on the Diversity and Similarity of Comets*, ESA SP-278, p. 447, (1987)

[8.17] Keller H.U. et al.: *Astronomy & Astrophysics*, **187**, p. 807, (1987)

[8.18] Williams I.P., Hughes D.W., McBride N., Wu Z.: Collision between the nucleus of Comet Halley and dust from its own meteoroid stream, *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*, **260**, p. 43-48, (1993)

[8.19] Rickman H., Kamél L., Festou M.C., Froeschlé C: in Rolfe E.J., Battrick B., eds, *Symposium on the Diversity and Similarity of Comets*, ESA SP-278, p. 471, (1987)

[8.20] Hughes D.W.: *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*, **213**, p. 103, (1985)

[8.21] Babadjanov P.B., Obrubov Y.: *Dokl. Acad Nauk Tadjik. SSR*, **22**, p. 235-237, (1979)

[8.22] McIntosh B.A., Jones J.: *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*, (1989)

[8.23] Cook A.F.: A working list of meteor streams, in *Evolutionary and Physical Properties of Meteoroids* (Hemenway C.L., Millman P.M. and Cook A.F., eds.), NASA SP-319, Washington, (1973)

[8.24] Lindbard B.A.: The orbit of the eta Acquarid meteor stream, *Uppsala University*, p. 551-553, (1990)

[8.25] Jacchia L.G., Whipple F.L.: *Smithsonian Contributions to Astrophysics*, **4**, p. 97-129, (1961)

[8.26] Hawkins G.S., Southworth R.B.: *Smithsonian Contribution to Astrophysics*, **4**, p. 85-95, (1961)

[8.27] McCrosky R.E., Posen A.: *Smithsonian Contribution to Astrophysics*, **4**, p. 15-84, (1961)

[8.28] Cook A.F., Lindblad B.A., Marsden B.G., McCrosky R.E., Posen A.: *Smithsonian Contribution to Astrophysics*, **15**, p. 1-5, (1973)

[8.29] Ochiai T.*: The Friend of Stars*, **30**, p. 59-62, (1984)

[8.30] Koseki M.: *WGN: the Journal of the IMO*, **16**, p. 94-96, (1988)

[8.31] Sekanina Z.: *Icarus*, **13**, p. 475-493, (1970)

CAPITOLO 9

Orionidi

Nella notte di sabato, primo giorno di Safar dell'anno 599 A.E. (19 ottobre del 1202), le stelle caddero in gran numero; se ne vide un numero enorme tutto d'un colpo. Attraversavano il cielo verso sud-est, da Sana verso Aden. Non potrei dire se siano apparse anche altrove oppure no. Hanno continuato dalla prima ora della notte fino alle prime luci dell'alba. Non è stato notato alcun moto delle stelle conosciute dalle loro posizioni normali.

al-Mshani da Sana, la capitale dello Yemen, e si riferisce all'anno 1202 (599 A.E.)

9.1 La storia

La scoperta dello sciame delle Orionidi può essere attribuita a Herrick, che nel 1839 riportò la presenza di una attività meteorica dall'8 al 15 ottobre [9.1]. Lo stesso studioso osservò lo stesso fenomeno tra l'8 e il 25 ottobre dell'anno seguente [9.2].

La prima osservazione completa di questo sciame fu compiuta il 18 ottobre 1864 da Herschel, il quale individuò 14 meteore con un radiante posto a AR=90° e DEC=+16°. Successivamente lo stesso Herschel attraverso l'analisi di 19 meteore osservate il 20 ottobre 1865 trovò un radiante a AR=90° e DEC=+15° [9.3]. Da allora in poi, l'interesse per le Orionidi aumentò rapidamente, tanto che esse divennero uno degli sciami maggiormente osservati.

Il fatto che il radiante fosse generalmente più diffuso rispetto a molti altri sciami annuali alimentò un forte dibattito durante i primi quindici anni del ventesimo secolo. Denning era un forte sostenitore del radiante stazionario e le Orionidi erano considerate uno dei migliori esempi. Gli studi visuali avevano in generale fallito nel determinare qualsiasi moto della posizione del radiante durante i 10-15 giorni di attività annuale dello sciame e Denning credeva fermamente che fossero presenti due importanti radianti, quello delle Orionidi poste a AR=91° e DEC=+15° e quello delle Geminidi ad AR=98° e DEC=+14° [9.4]. Nel 1913, il periodico *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* riportò gli articoli di Denning e Oliver i quali dibattevano sul carattere stazionario delle Orionidi. Tuttavia, senza raggiungere una soluzione definitiva, la questione si protrasse fino al 1923, quando il dibattito fu ripreso dal periodico *The Observatory*.

Sulla base di osservazioni fatte da Oliver stesso e da tre colleghi dal Leander McCormick Observatory, si dimostrò che il radiante si muoveva giornalmente verso est: il 18 ottobre 1922 la posizione era a AR=91.0° e DEC=+15.0°, mentre il 26 ottobre a AR=99.2° e DEC=+13.0° [9.5]. Le cinque posizioni date da Oliver indicavano senza ombra di dubbio un avanzamento in ascensione retta. Oliver aggiunse che le osservazioni compiute dai membri dell'American Meteor Society nei i giorni dal 12 al 31 ottobre, avevano evidenziato un moto in ascensione retta e il movimento in declinazione non appariva ancora determinato.

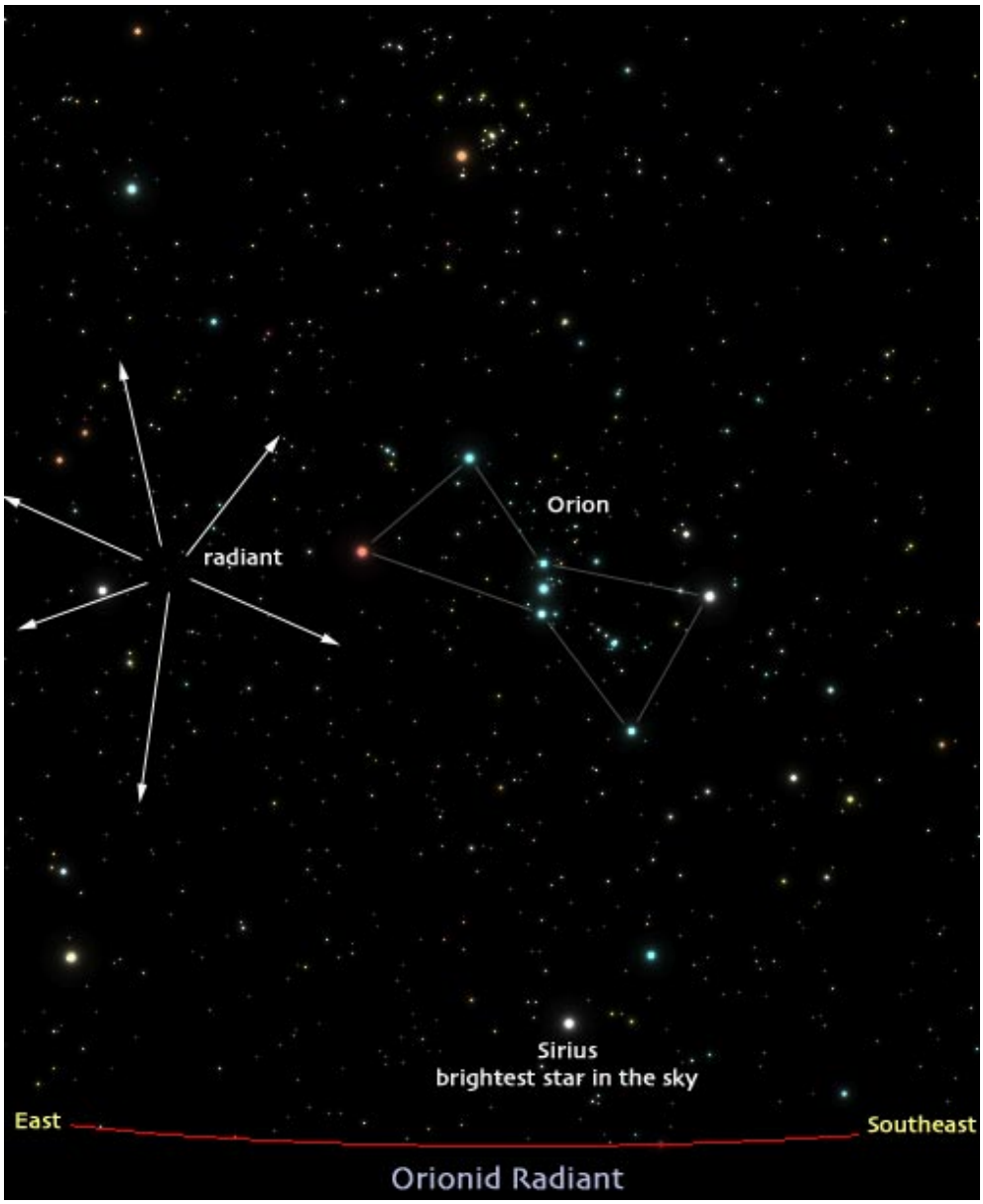

Figura 9.1 *- Rappresentazione della posizione in cielo del radiante delle Orionidi.*

Nonostante le prove fornite, Denning, Prentice e Cook sostennero l'ipotesi del radiante stazionario per le Orionidi [9.6].

La posizione del radiante fotografico ottenuto da King il 20 ottobre 1922 e le eccellenti determinazioni astronometriche fatte da Dole tra il 17 e il 30 ottobre 1922 confermarono l'ipotesi di Oliver. Secondo questi risultati, il radiante si muoveva dall'AR=90.7° e DEC=+15.0° il 18 ottobre all'AR=100.5° e DEC+16.8° il 27 ottobre [9.7].

L'ipotesi di Oliver di un graduale movimento del radiante prevalse durante gli anni successivi, grazie al supporto di molti astrofili e astronomi. In particolare, nel 1928, McIntosh condusse una serie di osservazioni durante il periodo dal 14 al 24 ottobre [9.8], dimostrando il movimento in ascensione retta e la difficoltà di determinare il moto in declinazione. Stime effettuate nei cinquanta anni successivi avevano evidenziato che la declinazione si spostava lievemente di giorno in giorno verso nord. Il manuale del 1986 della British Astronomical Association riporta un moto del radiante pari a AR=+1.23°/giorno e DEC=+0.13°/giorno.

La prima stima dell'attività di questo sciame è stata effettuata nel 1892, quando alcune osservazioni stabilirono uno ZHR pari a 15. Le osservazioni compiute durante i 30 anni successivi mostrarono che l'attività delle Orionidi non era molto consistente, con stime che andavano da un minimo di 7 nel 1900 ad un massimo di 35 nel 1922. Sfortunatamente, la mancanza di campagne osservative di questo sciame tra il 1903 e il 1922 rese impossibile effettuare una connessione tra l'attività meteorica e l'apparizione della cometa Halley nel 1910. Tuttavia è interessante notare il cambiamento nello ZHR a partire dal 1930. Tra quell'anno e il 1953 lo ZHR medio fu di circa 15, tra il 1960 e il 1974 il tasso orario medio fu 24, ed infine, tra il 1975 e il 1985 esso si abbassò a 18 [9.9].

Una delle caratteristiche dello sciame delle Orionidi è quello di avere un massimo piuttosto variabile. Nel 1981, alcuni osservatori riportarono un tasso molto basso, inferiore a 10 meteore l'ora, durante il periodo tra il 18 e il 21 ottobre e, nonostante il massimo dello sciame era atteso il 21, un tasso superiore di circa 20 meteore l'ora fu osservato nella mattina del 23 ottobre [9.10]. Uno studio pubblicato in Cecoslovacchia nel 1982, rilevò che le Orionidi generalmente posseggono un doppio massimo. La scoperta era basata su osservazioni effettuate dal 1944 al 1950 quando i massimi si verificarono alla longitudine solare di 207.8° e di 209.8° [9.11]. Al contrario McLeon, basandosi su osservazioni successive, ha evidenziato la presenza di un unico picco [9.12]. Hajduk nel 1970 fornì una valida spiegazione per le irregolarità nella posizione del massimo dello sciame.

Hajduk esaminò l'attività delle Orionidi tra il 14 e il 28 ottobre nel periodo 1900 - 1967. In particolare notò che la densità dello sciame variava lungo l'orbita e che la posizione del massimo principale o del massimo secondario non era fissa nel tempo. Hajduk concluse che i cambiamenti di densità non erano casuali e che lo spostamento

dell'attività poteva essere spiegato con la presenza di molti filamenti lungo l'orbita dello sciame [9.13].

Un'importante conferma della struttura filamentare proposta da Hajduk fu ottenuta nel 1975, quando furono utilizzati simultaneamente i radar di Ondrejov e Dushanbe nel periodo dal 17 al 29 ottobre. I dati furono analizzati da Babadzhanov, Chebotarev e Hajduk. Gli autori conclusero che quando la Terra incontra lo sciame delle Orionidi per prima cosa intercetta un alone con piccole variazioni di densità, poi una lacuna corrispondente ad una longitudine solare di 208° seguita da un incremento ripido posto a $\lambda_0 = 209°$ [9.14]. La struttura confermava perciò la presenza di filamenti.

Hajduk proseguì con osservazioni simultanee dello sciame delle Orionidi nel 1978, questa volta combinando i suoi risultati a Ondrejov con quelli ottenuti da Cevolani a Budrio. In questa occasione entrambe le stazioni furono operative nel periodo tra il 17 e il 24 ottobre, mentre solo la stazione di Budrio continuò le osservazioni fino al 29 ottobre. A differenza del 1975, la curva di attività di entrambe le stazioni indicava un incremento di echi più consistente verso il massimo. Questo massimo si verificò il 21 ottobre tra la longitudine solare di 207.8° e di 208.4° con un picco relativamente piatto. Il tasso rimase sopra metà del massimo circa dal 19 al 22 ottobre, cioè tra 206.5° e 209.5° [9.15].

Una caratteristica interessante delle Orionidi è l'apparente complessità del radiante. Nel 1939, Prentice notò due radianti attivi: il radiante principale, a una longitudine solare pari a 208° centrato a AR=94.4° e DEC = +14.9° - +15.5°, e il radiante secondario a AR=97.8° e DEC=+18.2° [9.16]. Una conferma del secondo radiante si ebbe da una indagine telescopica del 1965-1966 effettuata in Cecoslovacchia. Znojil sottolineò i dettagli dell'indagine e i risultati nel 1968 [9.17].

Molte delle caratteristiche sopra indicate rivelano che le Orionidi sono un sciame meteorico in uno stadio avanzato di evoluzione. È possibile rivelare la struttura filamentare dello sciame sia dalle variazioni del tasso orario sia dallo studio della luminosità media e della percentuale di meteore che presentano una scia persistente. I risultati ottenuti dal 1973 al 1984 da diversi osservatori hanno rilevato una magnitudine media che varia da un minimo da 2.33 a un massimo di 3.65, mentre si vede che la percentuale di meteore che rivelano una scia persistente varia dal 7.4% al 39.4%.

Il colore delle scie lasciate dalle Orionidi riveste nella scienza delle meteore un ruolo controverso. Nel 1978, osservatori della Western Australia Meteor Section, guidati da

Wood, rilevarono 27 Orionidi, delle quali il 6.7% era blu-verde [9.18]. Tuttavia, nel 1979, lo stesso gruppo notò che il 14.4% erano gialle, il 3.4% blu e lo 0.8% verdi. Nel 1983 Adams riassunse al meglio questa situazione mostrando inoltre che le Orionidi non esibiscono un colore preferenziale [9.19].

Lo studio sull'evoluzione dello sciame delle Orionidi possiede un forte interesse dovuto al legame dello sciame con la cometa Halley. Questo legame fu indirettamente rilevato nel 1911 quando Olivier notò la somiglianza tra le orbite delle Orionidi e quella delle Eta-Aquaridi [9.20], la cui origine collegata alla cometa Halley era ben nota fin dal 1868.

Tuttavia la separazione di 0.15 UA tra l'orbita della cometa e quella della Terra era ritenuta da Porter sufficientemente elevata da considerare piuttosto improbabile una connessione tra la Halley e le Orionidi [9.21]. Nonostante molti fossero d'accordo con le ipotesi di Porter, era evidente la somiglianza tra le caratteristiche delle Eta-Aquaridi e delle Orionidi, di conseguenza è stata generalmente accettata la relazione tra la cometa e le Orionidi.

L'evoluzione delle Orionidi fu discussa nel 1983 da McIntosh e Hajduk, i quali pubblicarono un modello dettagliato degli sciami meteorici prodotti dalla cometa Halley. Utilizzando uno studio del 1981 di Yeomans e Kiang (studiosi che esaminarono l'orbita della cometa Halley dal 1404 a.C [9.22]), McIntosh e Hajduk ipotizzarono che le perturbazioni avevano confinato lo sciame in gusci sferici corrispondenti ad antiche orbite della Halley che presentavano delle orbite alquanto stabili [9.23]. Tali fasce sono responsabili della variazione annuale dell'attività sia delle Orionidi che delle Eta-Aquaridi.

9.2 La cometa progenitrice

Della cometa 1P/Halley progenitrice dello sciame delle Orionidi e delle Eta-Aquaridi, si è già parlato diffusamente nel capitolo precedente.

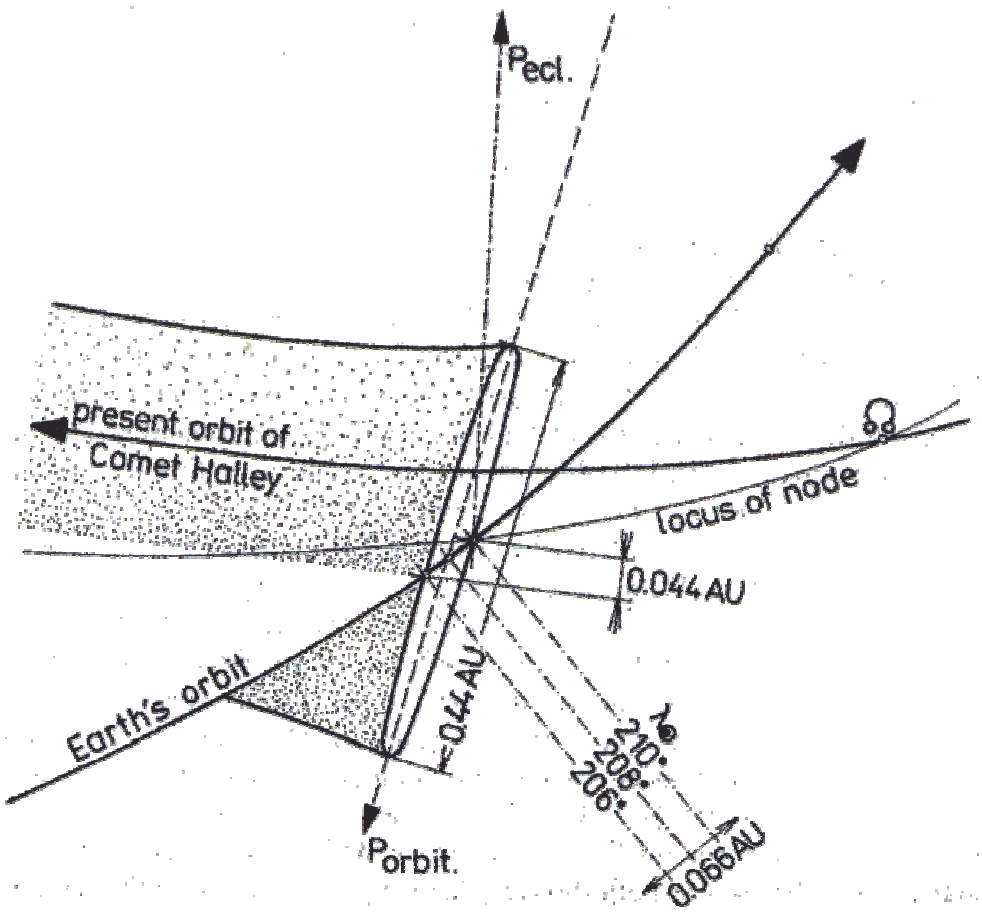

Figura 9.2 *- Rappresentazione pittorica di una possibile forma della cintura di meteoroidi nella regione di intersezione con la l'orbita terrestre.*

Come nel caso delle Eta-Aquaridi, anche lo sciame delle Orionidi presenta un'orbita differente da quella della cometa Halley. Sfortunatamente tale orbita, sebbene sia stata molto studiata, risulta differente da uno studio all'altro, a seconda della tecnica utilizzata. È stata ricavata l'orbita media di tale sciame ad opera di diversi autori [9.24][9.25][9.26][9.27][9.28][9.29][9.30][9.31][9.32] utilizzando tecniche fotografiche, tecniche video [9.33][9.34] e tecniche radar [9.35][9.36][9.37].

	ω (°)	Ω (°)	i (°)	q (UA)	e	a (UA)
Foto	81.9	27.7	164.0	0.576	0.961	14.513
Video	79.3	25.1	163.9	0.598	0.970	18.903
Radar	87.0	27.1	164.4	0.562	0.854	3.850
Cometa	111.8	58.8	162.2	0.587	0.967	17.941

Tabella 9.1 *- Confronto tra l'orbita dello sciame delle Orionidi ricavata con tecniche fotografiche, video e radar e l'orbita della cometa Halley.*

In tabella 9.2 sono riportati gli elementi orbitali dello sciame delle Orionidi calcolati per il 950 e il 2950 [9.38].

	ω (°)	Ω (°)	i (°)	q (UA)	e	a (UA)
950	81.1	24.4	163.8	0.58	0.96	15.00
2950	80.5	28.5	164.0	0.57	0.96	14.58

Tabella 9.2 *- Confronto tra l'orbita dello sciame delle Orionidi per due date estremamente distanti tra loro, il 950 e il 2950.*

Da ciò si può ricavare che l'orbita delle Orionidi sembra essere abbastanza stabile, nonostante i frequenti passaggi della cometa Halley in 2000 anni abbiano modificato sensibilmente i parametri dell'orbita dello sciame. Nel 950 la data del massimo di attività precedeva di soli quattro giorni quella attuale, mentre nel 2950 tale evento è posticipato di circa mezza giornata.

9.3 1995

Lo sciame delle Orionidi è stato analizzato negli ultimi anni attraverso il sistema radar BLM, ma unicamente lungo la direttrice Bologna-Lecce. Nel passato, tale sciame ha presentato solo sporadicamente degli outburst, risultando abbastanza stabile nel tempo e concentrando la propria attività agli inizi della terza decade del mese di ottobre.

L'analisi è iniziata con il visualizzare l'attività dello sciame durante i giorni di ottobre allo scopo di evidenziare il periodo di massima attività che, per il 1995, è stato individuato nel giorno 22. In tale giorno è stato ricavato il numero cumulativo di echi in funzione della loro durata, rappresentati in scala bilogaritmica (figura 9.3), dopo aver effettuato le necessarie correzioni per la sottrazione del background, del dead-time e degli effetti chimici.

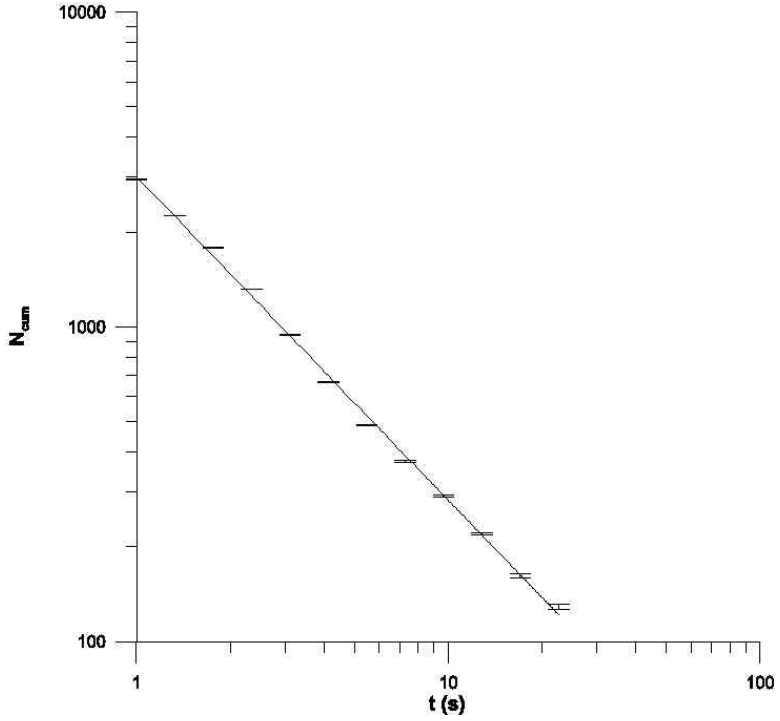

Figura 9.3 *- Numero cumulativo degli echi in funzione della durata dell'eco in scala bilogaritmica per la stazione di Lecce.*

Dalla disposizione lineare dei punti sperimentali si osserva anche in questo caso che la correzione per effetti chimici, quella cioè che trasforma il tempo di attaccamento in

tempo di diffusione, sia risultata efficace. È stato trovato un indice di massa medio per lo sciame pari a $s = 2.36 \pm 0.06$, valore superiore rispetto agli altri sciami analizzati, che indicherebbe una elevata presenza di particelle di piccola massa.

Successivamente è stato calcolato il profilo di attività dello sciame per durate differenti (T > 0, T > 1, T > 8 e T > 16 secondi), ognuna delle quali indica caratteristiche diverse dello sciame in esame, dove l'attività meteorica viene usualmente definita dal profilo degli echi di durata superiore a otto secondi.

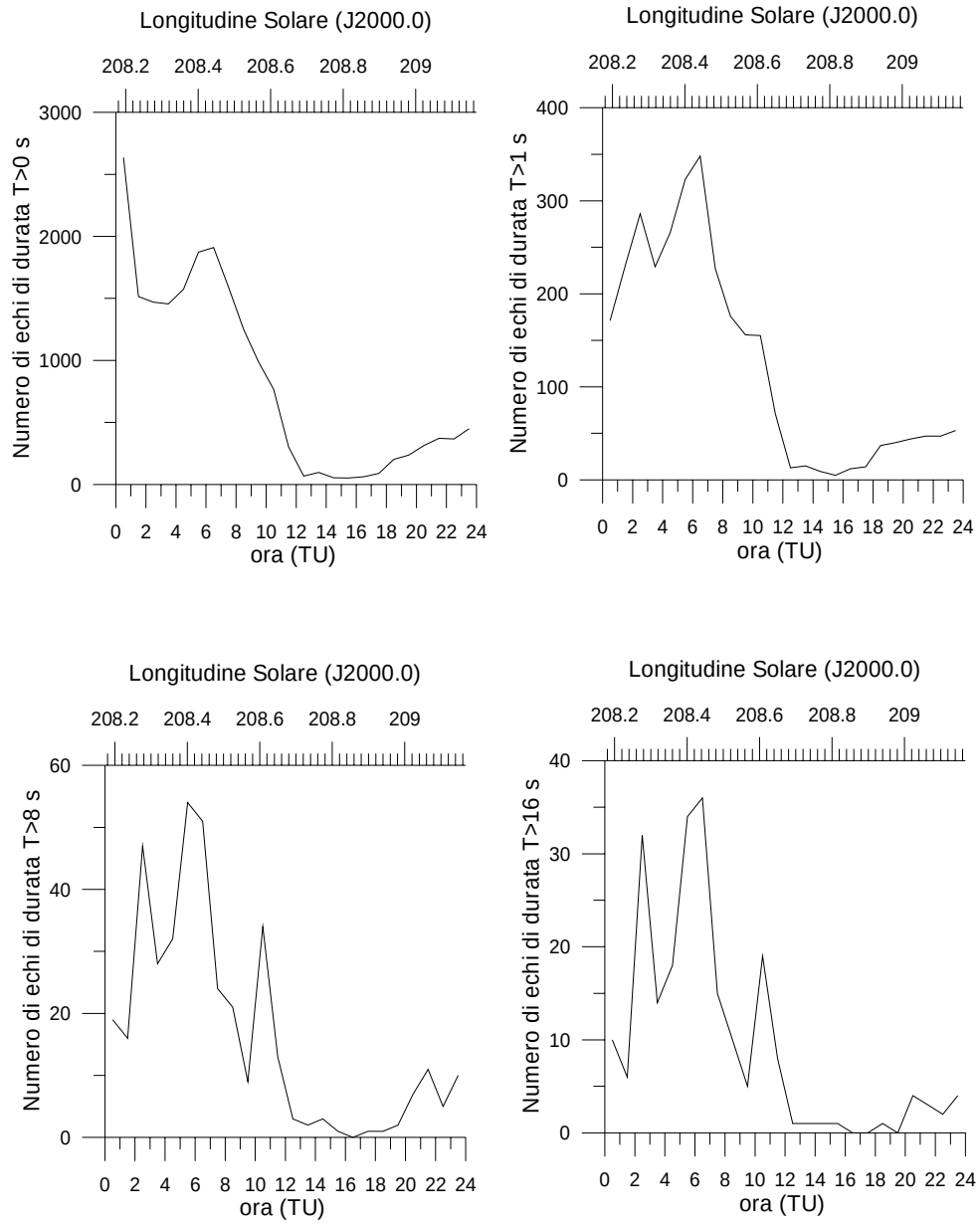

Figura 9.4 *- Attività dello sciame delle Orionidi il 22 ottobre 1995 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Lecce.*

Il grafico evidenzia la struttura di tre picchi posti rispettivamente alla longitudine solare $\lambda_0 = 208.27° \pm 0.02°$ (22 ottobre 1995, $02^h\ 30^m \pm 30^m$ TU), $\lambda_0 = 208.40° \pm 0.02°$ (22 ottobre 1995, $05^h\ 30^m \pm 30^m$ TU) e $\lambda_0 = 208.61° \pm 0.02°$ (22 ottobre 1995, $10^h\ 30^m \pm 30^m$ TU). È il secondo massimo che risulta essere il più pronunciato con un tasso orario pari a 54 ± 5. È interessante rivelare come questa stessa struttura caratterizzi anche gli echi di durata superiore, mantenendo pressoché immutati i rapporti numerici relativi tra i massimi e i minimi nei profili di attività.

La tabella 9.3 mostra la variazione dell'indice di massa in funzione del tempo durante il massimo di attività dello sciame.

Data	Ora (TU)	Longitudine Solare (J200.0)	Indice di massa s	σ_s
22/10/1995	00 - 02	208.17 – 208.25	2.60	0.02
22/10/1995	02 - 04	208.25 – 208.33	2.29	0.02
22/10/1995	04 - 06	208.33 – 208.42	2.28	0.02
22/10/1995	06 - 08	208.42 – 208.50	2.33	0.02
22/10/1995	08 - 10	208.50 – 208.58	2.63	0.03

Tabella 9.3 *- Andamento dell'indice di massa per lo sciame delle Orionidi il 22 ottobre 1995 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Lecce.*

L'andamento dell'indice di massa evidenzia come il valore trovato in corrispondenza dei due picchi sia pressoché identico e leggermente superiore a quello ricavato per il terzo, risultando comunque tutti inferiori rispetto all'indice di massa medio dello sciame.

Dall'archivio dell'International Meteor Organization è stato possibile ricavare il profilo di attività dello sciame durante il periodo dal 21 al 23 ottobre. I dati sono stati sufficienti per ricavare un buon andamento, soprattutto grazie al fatto che le condizioni lunari erano pressoché ottimali, dato che la fase di luna nuova si è verificata il giorno 24 ottobre.

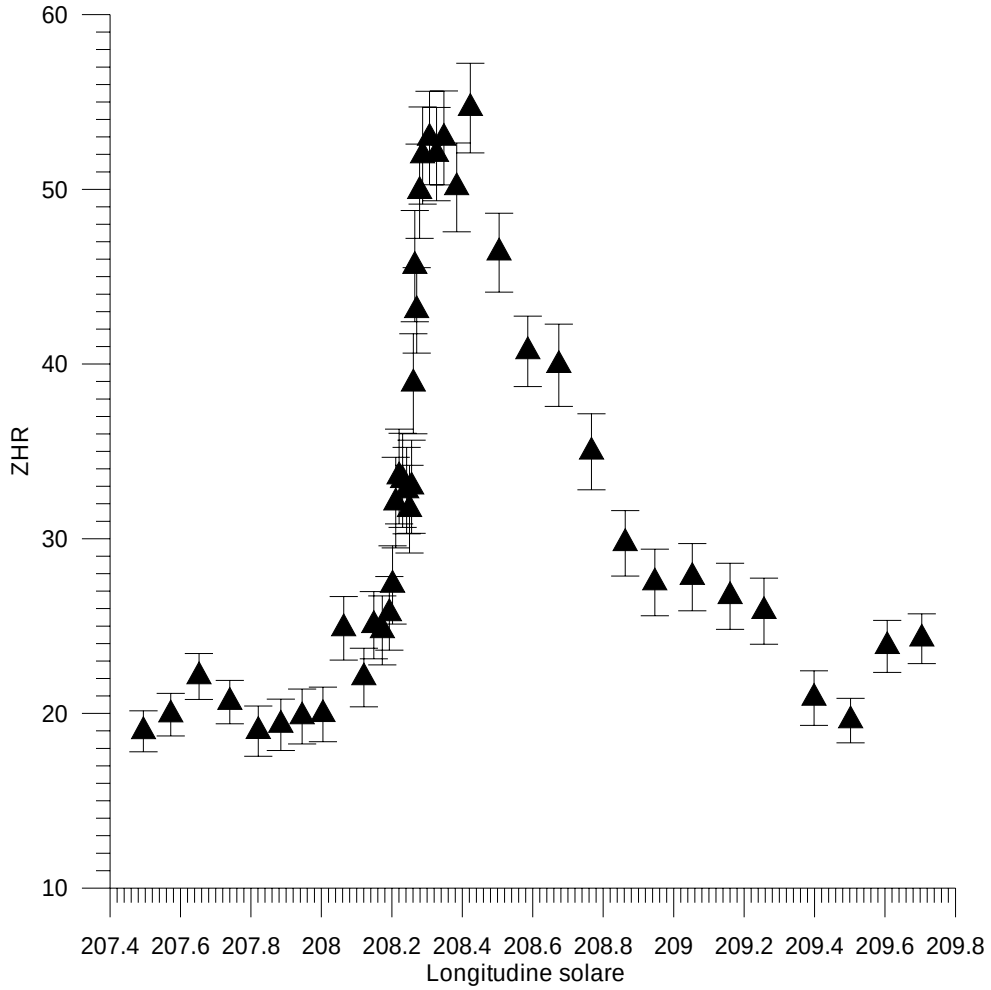

Figura 9.5 *- Profilo visuale dello sciame delle Orionidi dal 21 al 23 ottobre 1995.*

Dall'andamento del grafico risulta come il massimo sia localizzato alla longitudine solare $\lambda_0 = 208.42° \pm 0.03°$ (22 ottobre 1995, $06^h\ 00^m \pm 45^m$ TU) raggiungendo un tasso orario zenitale pari a 54 ± 2. Si vede come tale picco coincida, entro la barra d'errore, con quello ricavato con tecniche radar. Inoltre, non c'è la possibilità di confrontare i risultati visuali da noi ottenuti con quelli dell'International Meteor Organization, in quanto finora l'IMO non ha pubblicato nessun profilo di attività per le Orionidi del 1995.

È tuttavia possibile confrontare i valori ottenuti per l'indice di massa attraverso tecniche visuali con quelli radar. Attraverso lo studio delle magnitudini, è stato ricavato un valore per i dati visuali pari a $s = 1.9 \pm 0.2$, pressoché costante per tutto il periodo in cui sono stati evidenziati dei massimi dai dati radar. Come già abbiamo potuto riscontrare per le Liridi e le Eta-Aquaridi, questo valore è inferiore a quello ricavato dal

radar. Tale comportamento potrebbe essere causato dal fatto che le due tecniche osservative (radar e visuali) rivelano oggetti appartenenti a intervalli di massa diversi.

9.4 1996

Nel 1996 il massimo di attività radar delle Orionidi è stato osservato il giorno 21 ottobre.

La figura 9.6 mostra l'andamento del numero cumulativo di echi in funzione del tempo di diffusione, rappresentato in scala bilogaritmica.

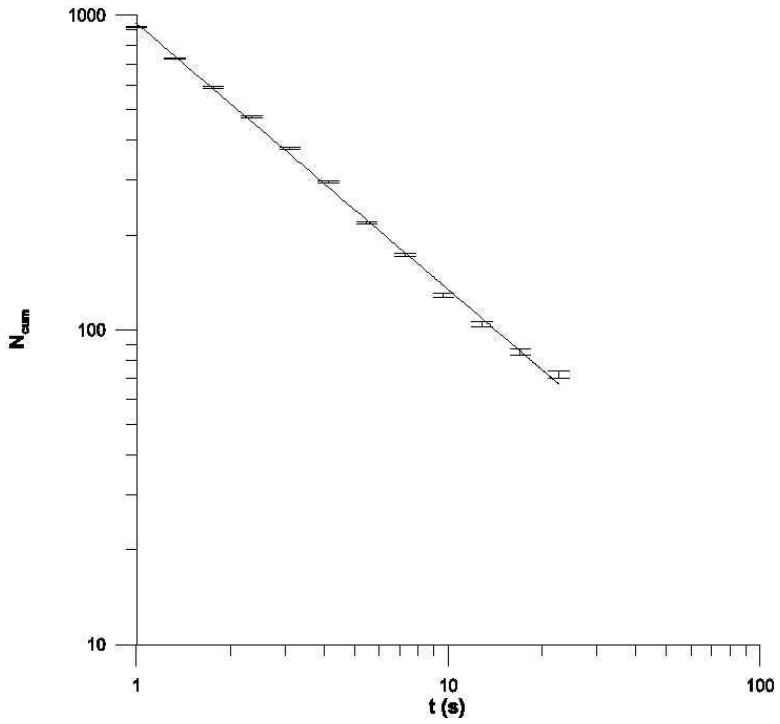

Figura 9.6 *- Numero cumulativo degli echi in funzione della durata dell'eco in scala bilogaritmica per la stazione di Lecce.*

La tecnica di ripristino del tempo di diffusione è stata applicata con successo come è evidenziato dall'andamento lineare dei punti nel grafico. Dall'interpolazione dei punti sperimentali si è ricavato l'indice di massa medio per lo sciame che è risultato essere pari a $s = 2.12 \pm 0.08$, valore che è inferiore a quello dell'anno precedente.

Successivamente, è stato poi visualizzato il profilo dello sciame per diverse durate degli echi allo scopo di individuare variazioni nel rate degli echi radar in funzione della massa dei meteoroidi che li hanno proditti.

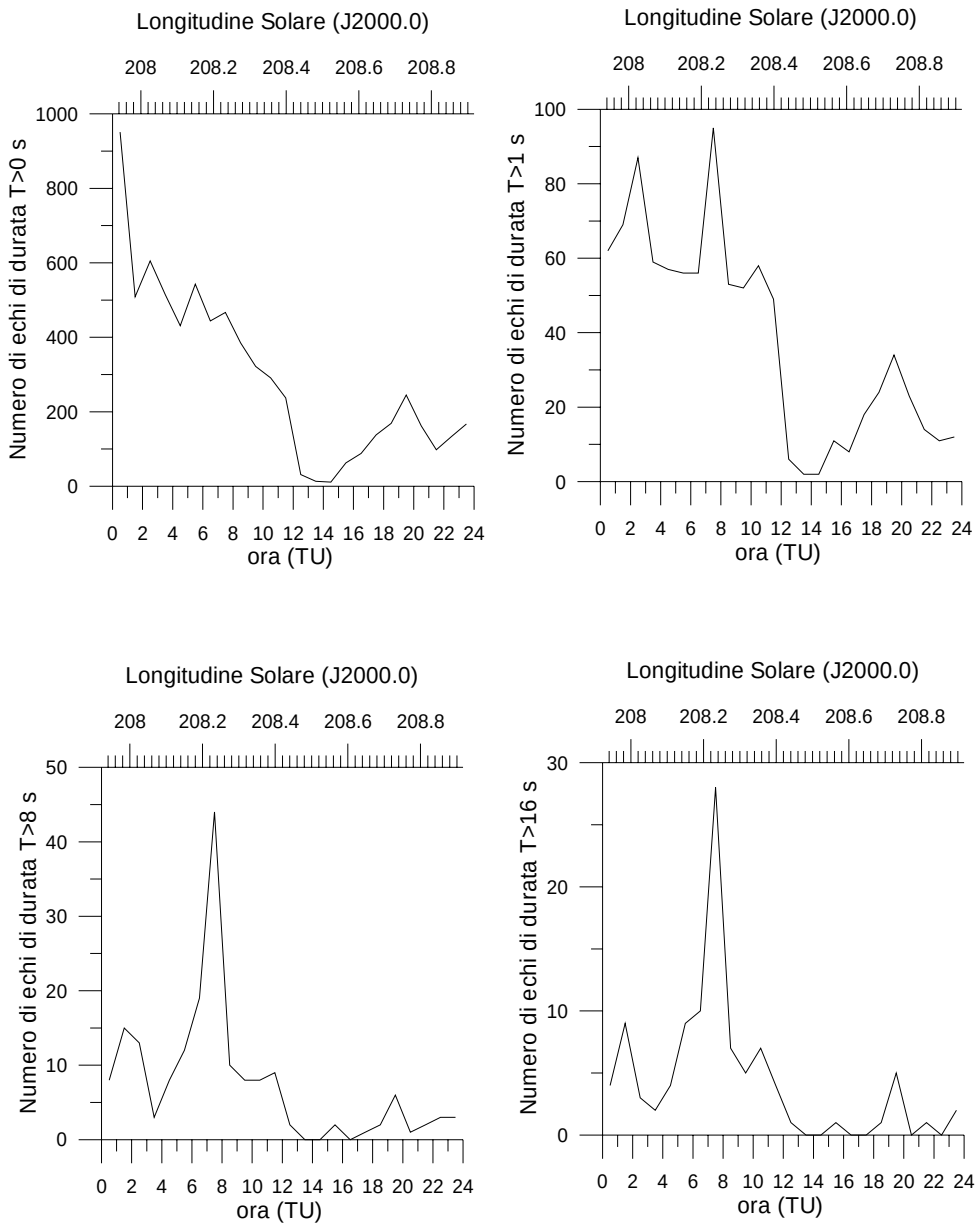

Figura 9.7 *- Attività dello sciame delle Orionidi il 21 ottobre 1996 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Lecce.*

Dal profilo di attività a T > 8 secondi si nota immediatamente che, a differenza dell'anno precedente che esibiva tre massimi distinti, nel 1996 l'attività dello sciame è concentrata in un unico picco. Tale massimo è localizzato alla longitudine solare λ_0 =

208.23° ± 0.02° (21 ottobre 1996, 07^h 30^m ± 30^m TU) in cui si è raggiunto un tasso orario massimo di 44 ± 4.

Per completare l'analisi è stato trovato l'andamento dell'indice di massa durante il periodo di attività dello sciame all'interno della giornata di indagine.

Data	Ora (TU)	Longitudine Solare (J200.0)	Indice di massa s	σ_s
21/10/1996	00 - 02	207.92 – 208.00	2.13	0.03
21/10/1996	02 - 04	208.00 – 208.08	2.54	0.04
21/10/1996	04 - 06	208-08 – 208.17	2.17	0.03
21/10/1996	06 - 08	208.17 – 208.25	1.71	0.02
21/10/1996	08 - 10	208.25 – 208.33	2.12	0.03

Tabella 9.4 *- Andamento dell'indice di massa per lo sciame delle Orionidi il 21 ottobre 1996 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Lecce.*

In corrispondenza del massimo picco vi è un minimo nell'indice di massa, che assume un valore molto inferiore rispetto a quello medio dello sciame meteorico.

Si è cercato, attraverso i dati ricavati dall'International Meteor Organization, di visualizzare il profilo di attività dello sciame delle Orionidi durante il periodo dal 20 al 22 ottobre. Tuttavia, non è stato possibile attuare tale procedura a causa della scarsità di dati pubblicati, sia per il fatto che tale sciame non è tra quelli più monitorati dall'IMO, sia per condizioni lunari sfavorevoli in quanto la luna si trovava tra la fase di primo quarto e piena. Nonostante queste difficoltà si è comunque ottenuto qualche risultato significativo. Il massimo è stato localizzato a $\lambda_0 = 208.3° \pm 0.2°$ (22 ottobre 1995, 09^h 06^m ± 5^h TU) raggiungendo uno tasso orario zenitale pari a 123 ± 17. Anche se la posizione del massimo visuale coincide con quella osservata dal radar, il valore dello ZHR risulta troppo elevato e non si accorda con il rate calcolato dai dati radar. Inoltre nei dati visuali vi è la mancanza totale di osservazioni tra la longitudine solare 209° e la longitudine solare 210°, causata presumibilmente dalle pessime condizioni atmosferiche verificatesi durante il 22 ottobre. Non essendoci inoltre dei profili parziali dell'International Meteor Organization non è possibile confrontare i risultati ottenuti.

Infine è stato ricavato l'andamento dell'indice di massa dai dati visuali. Il massimo visuale è stato caratterizzato da un indice di massa pari a $s = 1.9 \pm 0.2$, mentre dai

pochissimi dati visuali corrispondenti al periodo del massimo radar si ricava un valore di $s = 2.0 \pm 0.2$. Questo secondo valore è molto diverso da quello ottenuto con tecniche radar, ma ciò potrebbe essere dovuto al limitato numero di dati visuali da cui si è valutato tale parametro.

9.5 1997

Anche durante il 1997 lo sciame meteorico delle Orionidi è stato analizzato utilizzato unicamente la direttrice Bologna-Lecce del radar meteorico BLM. Dopo aver analizzato l'andamento dello sciame durante la fine di ottobre, è emerso che il massimo di attività ha avuto luogo il giorno 21 ottobre. Innanzitutto sono stati trattati i dati con la sottrazione del background sporadico, con la correzione per il dead-time e gli effetti chimici. La prima procedura è stata quella di ricavare la variazione del numero cumulativo di punti in funzione del tempo di diffusione, rappresentata in scala bilogaritmica (figura 9.8).

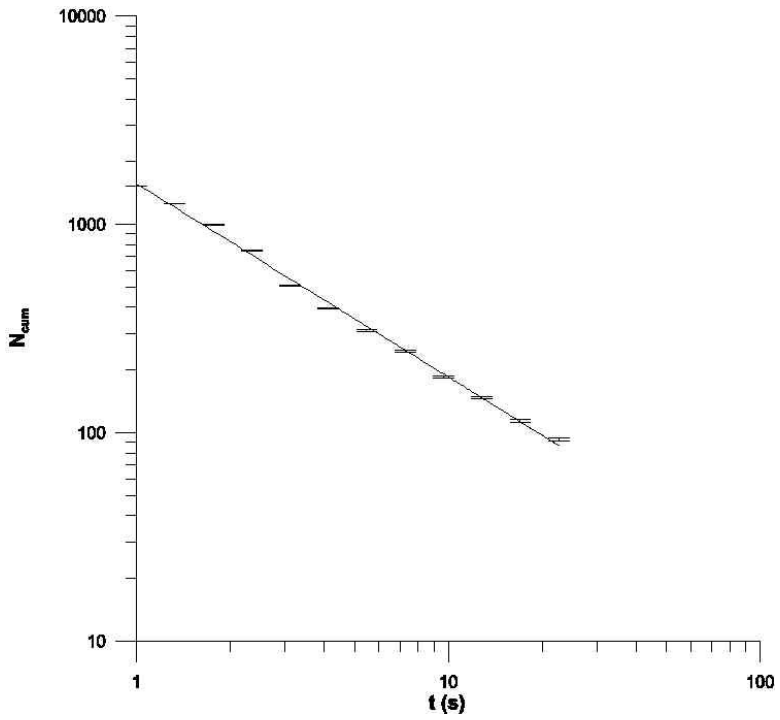

Figura 9.8 *- Numero cumulativo degli echi in funzione della durata dell'eco in scala bilogaritmica per la stazione di Lecce.*

Dalla pendenza della retta trovata è stato ottenuto un indice di massa medio per lo sciame delle Orionidi è pari a $s = 2.23 \pm 0.05$, un valore intermedio rispetto a quelli ricavati nel 1995 e nel 1996.

È stato in seguito ricavato il profilo di attività dello sciame per diversi tempi di durata dell'eco.

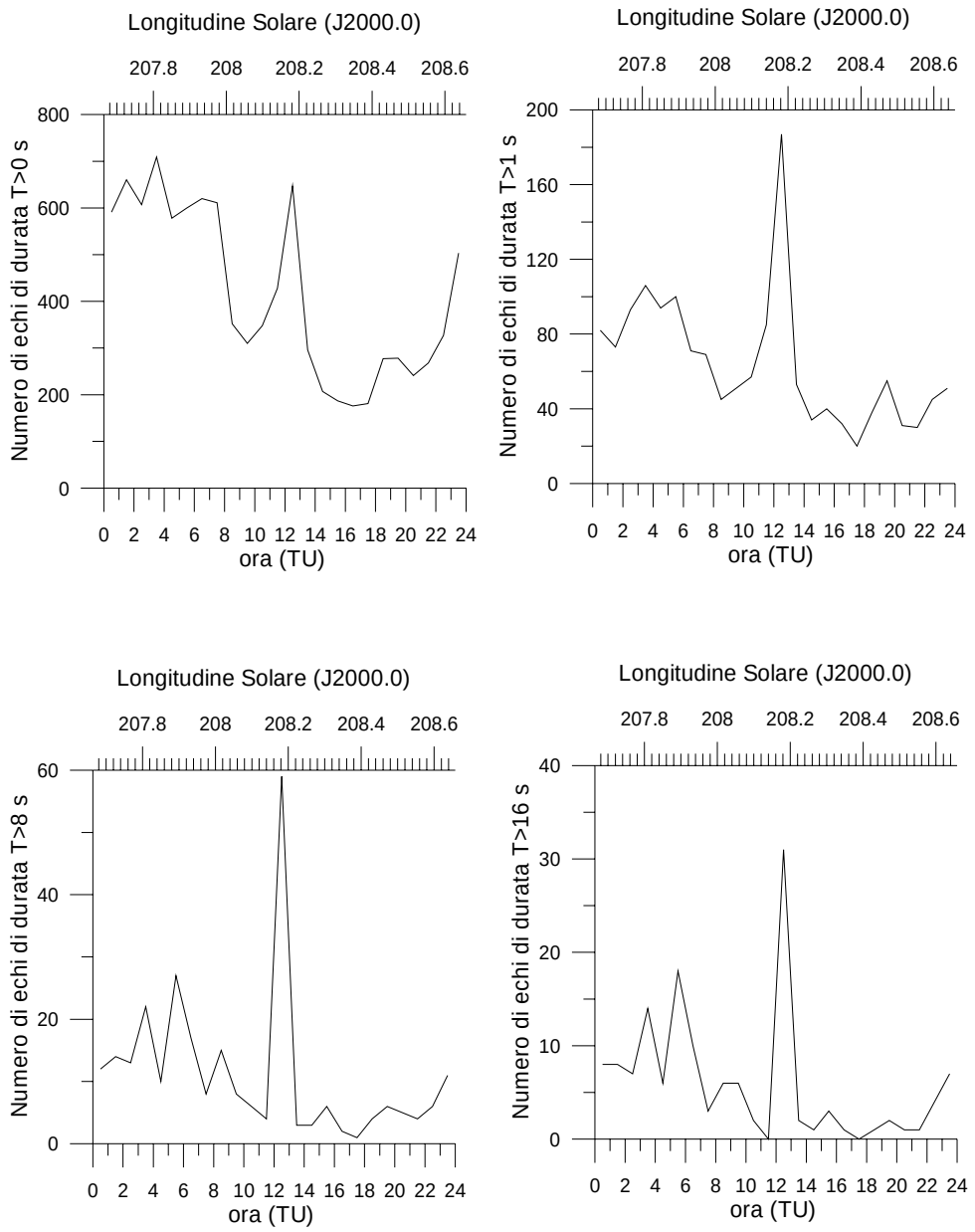

Figura 9.9 *- Attività dello sciame delle Orionidi il 21 ottobre 1997 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Lecce.*

L'andamento per echi di durata maggiore di otto secondi, che caratterizza l'attività vera e propria dello sciame, mostra una serie di tre picchi secondari di piccola ampiezza, seguiti da quello principale. I vari massimi sono localizzati alla longitudine solare λ_0 = 207.81° ± 0.02° (21 ottobre 1997, $03^h\ 30^m \pm 30^m$ TU), λ_0 = 207.89° ± 0.02° (21 ottobre 1997, $05^h\ 30^m \pm 30^m$ TU), λ_0 = 208.01° ± 0.02° (21 ottobre 1997, $08^h\ 30^m \pm 30^m$ TU) e a λ_0 = 208.18° ± 0.02° (21 ottobre 1997, $12^h\ 30^m \pm 30^m$ TU). Il tasso orario massimo di 59 ± 5 è stato raggiunto in corrispondenza del quarto picco radar. Tale picco è riscontrabile anche nell'andamento dei profili per durate differenti ed è da ritenere artificioso in quanto nel periodo in cui si è verificato, lo sciame risultava essere sotto l'orizzonte osservativo. Alla luce di questi fatti risulta che il tasso orario massimo reale dello sciame è stato raggiunto in corrispondenza del secondo picco radar con un valore di 27 ± 3. Tale rate risulta inferiore a quelli ricavati nei due anni precedenti evidenziando una possibile variazione dell'attività radar delle Orionidi.

La tabella 9.5 mostra la variazione dell'indice di massa in funzione del tempo.

Data	Ora (TU)	Longitudine Solare (J200.0)	Indice di massa s	σ_s
21/10/1997	00 - 02	207.66 - 207.74	2.25	0.03
21/10/1997	02 - 04	207.74 – 207.83	2.15	0.02
21/10/1997	04 - 06	207.83 – 207.91	2.12	0.02
21/10/1997	06 - 08	207.91 – 207.99	2.20	0.03
21/10/1997	08 - 10	207.99 – 208.07	2.01	0.03

Tabella 9.5 *- Andamento dell'indice di massa per lo sciame delle Orionidi il 21 ottobre 1997 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Lecce.*

Si può notare che, durante il periodo dei tre massimi trovati dall'analisi del profilo, il valore dell'indice di massa rimane quasi costante, fatta eccezione per piccole fluttuazioni. Tale valore è leggermente inferiore a quello medio dello sciame ricavato attraverso altre tecniche. Il quarto picco è caratterizzato da un valore dell'indice di massa pari a 2.7, che risulta di molto superiore a quelli tipici dello sciame ricavati nel 1995, 1996 e 1997. Ciò avvalora la nostra ipotesi indicando che tale picco non appartiene allo sciame e potrebbe essere dovuto ad un'avaria del sistema di acquisizione per un limitato periodo di tempo.

Dall'archivio dei dati visuali raccolti dall'International Meteor Organization sono stati ricavati quindici dati utili per abbozzare un profilo di attività per lo sciame delle Orionidi. I giorni esaminati vanno dal giorno antecedente a quello successivo al massimo radar che risultano essere il 20 e il 22 ottobre. Le condizioni della Luna sono risultate non del tutto favorevoli all'osservazione visuale poiché il giorno 23 la fase della luna era all'ultimo quarto.

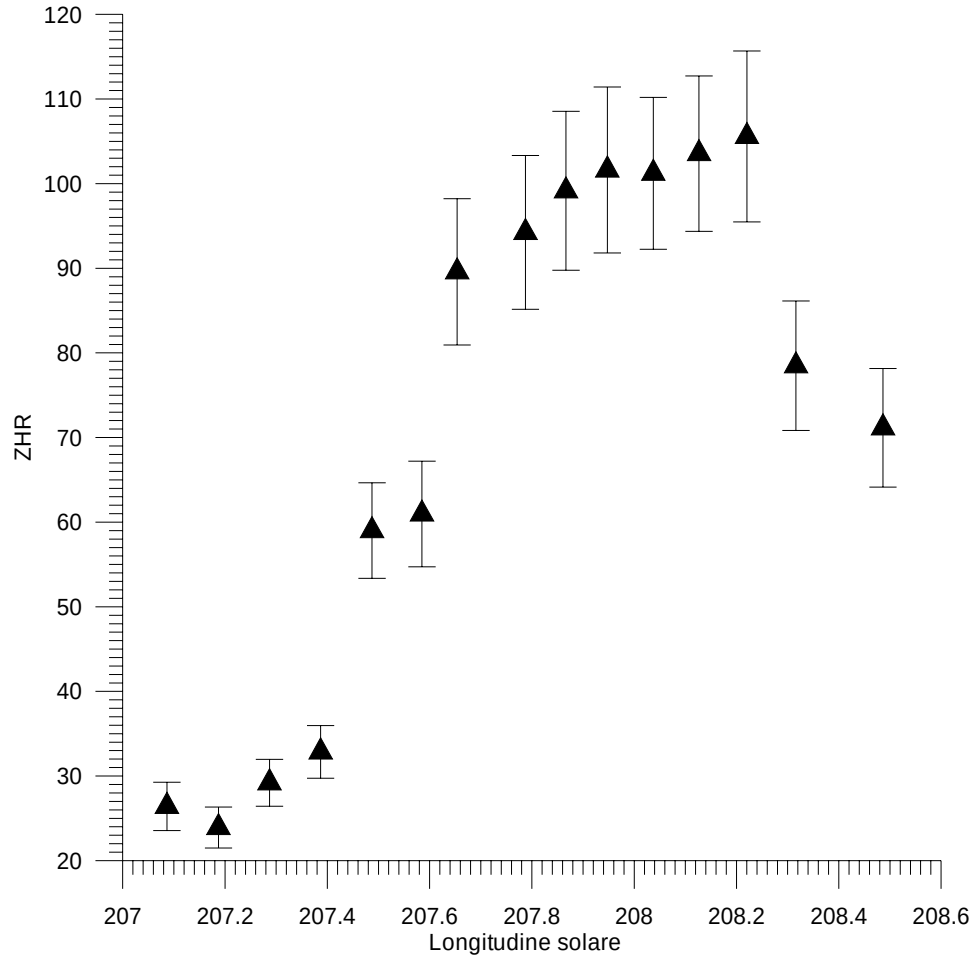

Figura 9.10 *- Profilo visuale dello sciame delle Orionidi dal 20 al 22 ottobre 1997.*

Il profilo visuale evidenzia che lo sciame ha manifestato una forte attività dalla longitudine solare 207.7° circa fino al massimo di attività registrato a $\lambda_0 = 208.22° \pm 0.05°$ (21 ottobre 1997, $13^h\ 25^m \pm 1^h\ 15^m$ TU). Il valore massimo registrato ha raggiunto un tasso orario zenitale pari a 105 ± 10 e, nel periodo sopra menzionato, non è mai sceso sotto uno ZHR di 90. Lo sciame sarebbe stato così fortemente attivo per un periodo di circa dodici ore. La normale attività visuale di uno sciame dura alcune ore

per poi decadere sensibilmente, ma in questo caso tale comportamento non si è verificato. D'altra parte è indubbio che il massimo assoluto nel visuale sia compatibile entro la barra d'errore con quello ricavato attraverso tecniche radar.

È interessante confrontare i valori dell'indice di massa nel dominio visuale con quelli radar, anche se, come si è già visto in precedenza, questa verifica non sempre risulta affidabile. Si ricava un valore pari a $s = 2.0 \pm 0.2$ per tutto il periodo in esame. È difficile avere un valore più accurato di tale parametro a causa della scarsità di dati, ma soprattutto per il fatto che l'osservazione visuale risente di numerose limitazioni. Nonostante ciò tale valore risulta confrontabile entro gli errori con quello ricavato attraverso le tecniche radar.

9.6 1998

Nel 1998, il massimo di attività delle Orionidi è risultato localizzato in corrispondenza del giorno 22 ottobre. La prima operazione è stata quella del rappresentare in scala bilogaritmica il numero cumulativo di echi in funzione del tempo di diffusione con lo scopo di verificare se le correzioni adottate (sottrazione background, effetti chimici, dead-time) risultano adeguate e di calcolare l'indice di massa medio dello sciame.

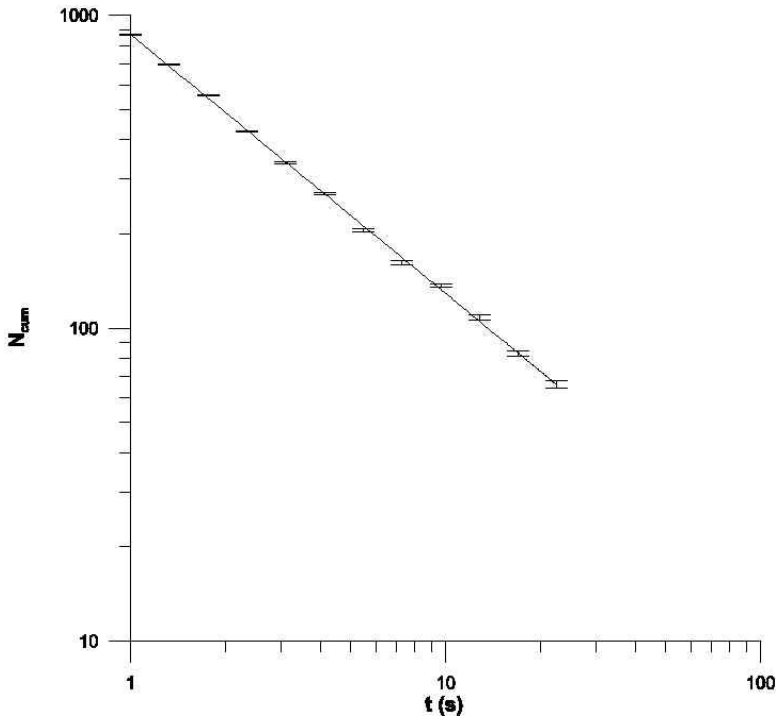

Figura 9.11 *- Numero cumulativo degli echi in funzione della durata dell'eco in scala bilogaritmica per la stazione di Lecce.*

L'interpolazione dei dati sperimentali rivela un valore medio per l'indice di massa delle Orionidi pari a $s = 2.10 \pm 0.07$, valore molto simile a quello del 1996.

Il passo successivo è stato quello di rappresentare il profilo di attività dello sciame per durate diverse ($T > 0$, $T > 1$, $T > 8$ e $T > 16$ secondi), al fine di verificare la posizione dei massimi di attività e la loro struttura.

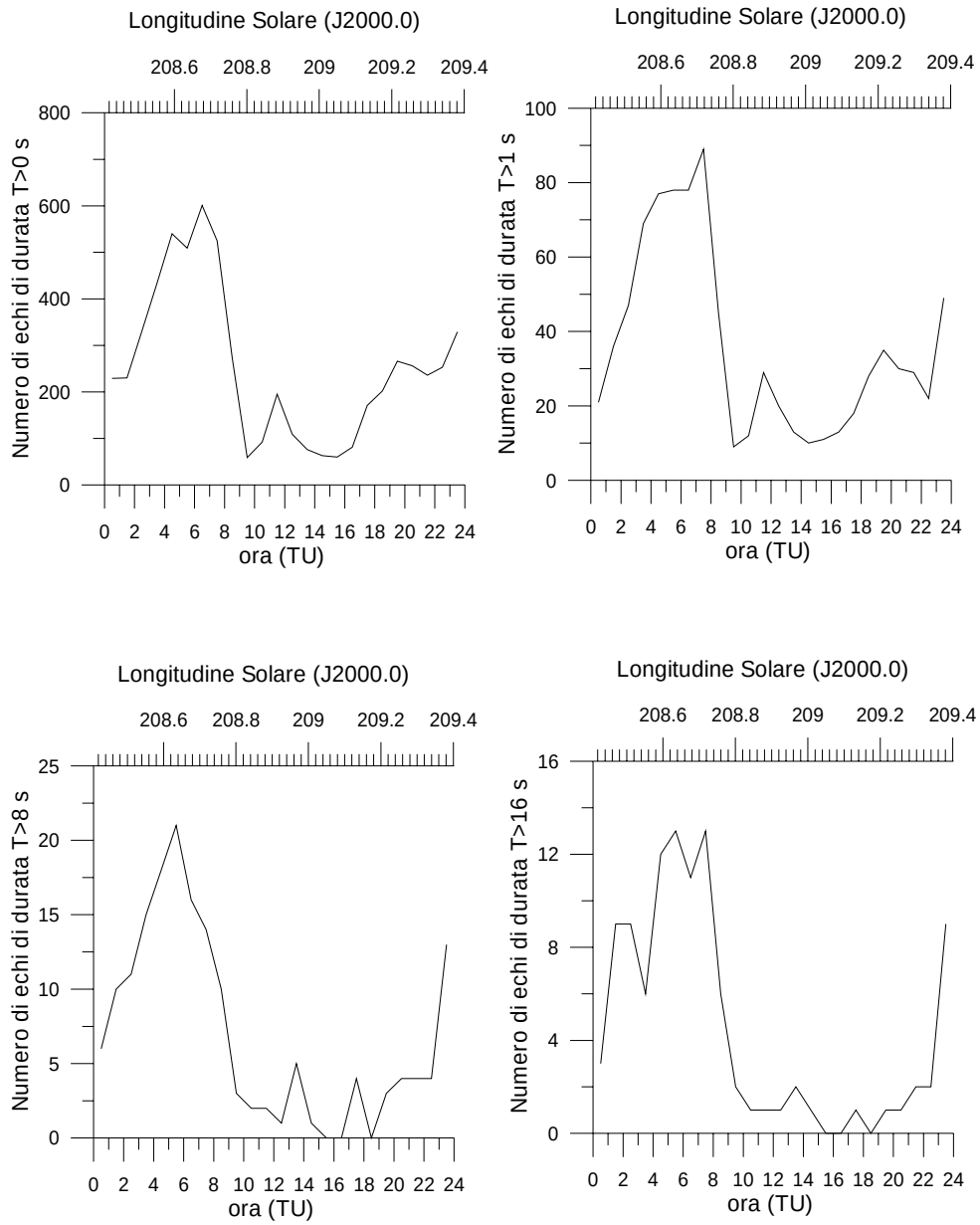

Figura 9.12 *- Attività dello sciame delle Orionidi il 22 ottobre 1998 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Lecce.*

L'andamento del profilo per durate T > 8 secondi evidenzia una situazione insolita rispetto a quella degli anni precedenti. Vi è la presenza di un unico massimo la cui larghezza a metà altezza risulta essere di 0.28° in longitudine solare, corrispondente ad un periodo di circa sette ore. Il picco, con un tasso orario massimo di 21 ± 3, è localizzato alla longitudine solare $\lambda_0 = 208.63° \pm 0.02°$ (22 ottobre 1998, $05^h\ 30^m \pm 30^m$ TU). È interessante notare come il tasso orario massimo sia alquanto inferiore a quelli precedentemente trovati. A T > 16 secondi, il profilo del picco rimane pressoché

inalterato, nonostante la presenza di due massimi. Una tale struttura è presente anche a durate inferiori.

La tabella 9.6 mostra l'andamento dell'indice di massa durante il periodo di massima attività dello sciame lungo la direttrice Bologna-Lecce.

Data	Ora (TU)	Longitudine Solare (J200.0)	Indice di massa s	σ_s
22/10/1998	00 - 02	208.40 – 208.49	1.77	0.04
22/10/1998	02 - 04	209.49 – 208.57	1.94	0.03
22/10/1998	04 - 06	208.57 – 208.65	1.99	0.03
22/10/1998	06 - 08	208.65 – 208.73	2.07	0.03
22/10/1998	08 - 10	208.73 – 208.82	1.97	0.05

Tabella 9.6 *- Andamento dell'indice di massa per lo sciame delle Orionidi il 22 ottobre 1998 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Lecce.*

La tabella evidenzia che in corrispondenza del massimo e dell'intero periodo in cui lo sciame ha mostrato un'attività pronunciata, tra le ore 02 e 08 TU, vi è un andamento costante dell'indice di massa, con un valore che è di poco inferiore a quello medio registrato per l'intero sciame meteorico.

È stato possibile ricavare un profilo di attività dello sciame anche nel visuale grazie ai dati pubblicati dall'International Meteor Organization. I giorni selezionati per questo studio sono stati il 21, 22 e 23 ottobre. Le condizioni della Luna erano pressoché ottimali, in quanto il 20 ottobre il nostro satellite naturale si trovava nella fase di luna nuova.

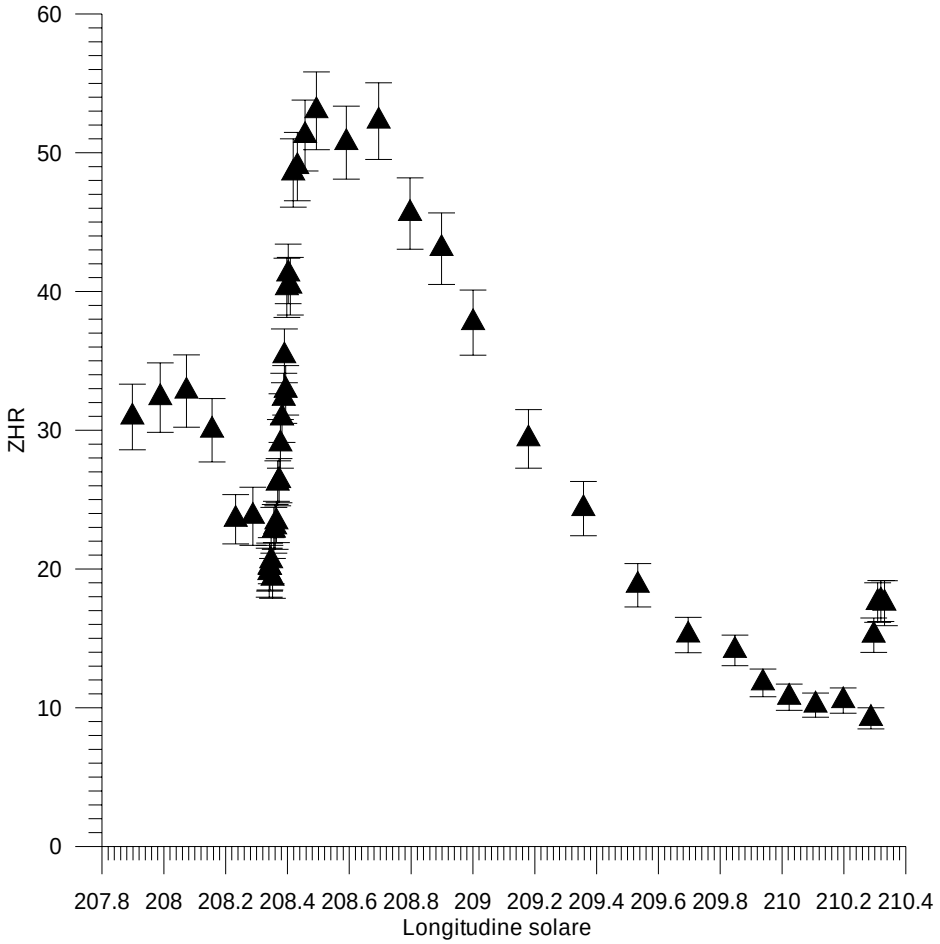

Figura 9.13 *- Profilo visuale dello sciame delle Orionidi dal 21 al 23 ottobre 1998.*

Il profilo evidenzia come il massimo sia localizzato alla longitudine solare λ_0 = 208.49° ± 0.02° (22 ottobre 1998, 02^h 00^m ± 30^m TU), raggiungendo un tasso orario zenitale pari a 53 ± 3, e rimanga pressoché costante fino a λ_0 = 208.69° ± 0.05° (22 ottobre 1998, 06^h 49^m ± 1^h 15^m TU) con uno ZHR pari a 52 ± 3. Il picco radar cade all'interno del medesimo periodo temporale. Il fatto che anche il profilo radar presenti un'attività significativa per un lungo periodo di tempo, induce a pensare che la stessa struttura sia stata rilevata sia nel radio che nell'ottico. La Terra nel suo moto orbitale avrebbe così incontrato una nube omogenea di particelle caratterizzanti lo sciame meteorico delle Orionidi. Nel 1998, l'Internazional Meteor Organization non ha effettuato nessuna ricerca su tale sciame e dunque non si ha a disposizione nessun ulteriore profilo visuale per un confronto con quello che abbiamo calcolato.

Lo studio dell'indice di massa nel campo visuale non può essere considerato un elemento significativo, ma può comunque dare delle utili informazioni. Durante il

periodo analizzato, l'indice di massa visuale ha raggiunto un valore di $s = 1.9 \pm 0.2$, compatibile con quello ricavato attraverso tecniche radar.

9.7 1999

Il 1999 è l'ultimo anno in cui il radar BLM lungo la direttrice Bologna-Lecce ha registrato un'attività significativa delle Orionidi. Dopo aver visualizzato l'attività meteorica nel mese di ottobre, il massimo dello sciame meteorico delle Orionidi è stato localizzato nel giorno 22 ottobre, come si era già verificato nel 1995 e nel 1998.

La prima operazione effettuata è stata quella della sottrazione del background sporadico, seguita dalla correzione per il dead-time e per gli effetti chimici ricavando l'andamento del numero cumulativo di echi in funzione del tempo di diffusione dell'eco stesso.

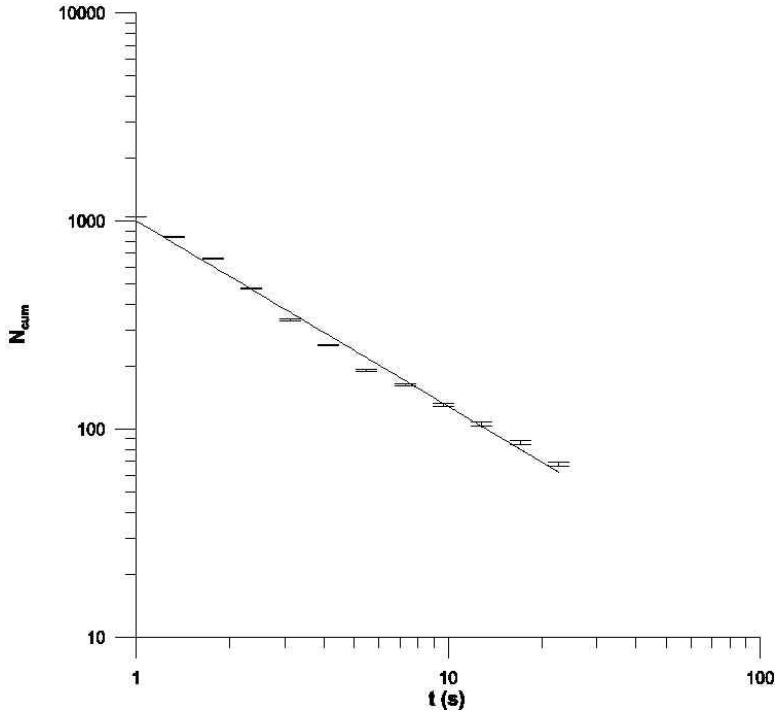

Figura 9.14 *- Numero cumulativo degli echi in funzione della durata dell'eco in scala bilogaritmica per la stazione di Lecce.*

L'andamento dei punti sperimentali non è del tutto soddisfacente (lineare), probabilmente a causa del fatto che la sottrazione del background non è stata completa. Tuttavia si è riusciti a ricavare una buona interpolazione dei dati. Dalla pendenza di tale retta si è ottenuto un indice di massa medio per lo sciame delle Orionidi pari a $s = 2.18 \pm 0.07$, valore molto simile a quello degli anni precedenti.

In seguito è stato ricavato il profilo di attività dello sciame durante il periodo di massimo per durate differenti dell'eco.

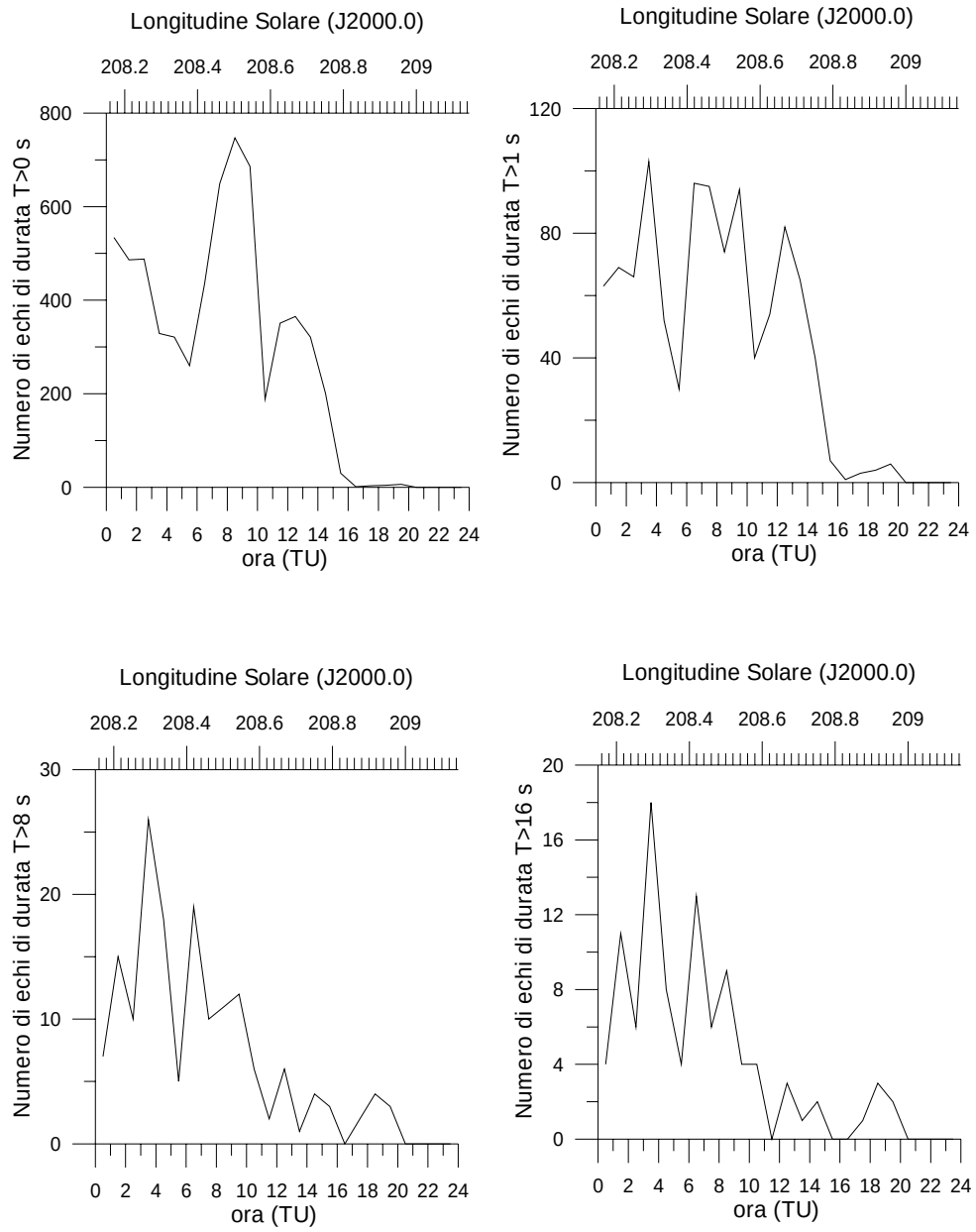

Figura 9.15 *- Attività dello sciame delle Orionidi il 22 ottobre 1999 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Lecce.*

A differenza soprattutto del 1998, il profilo mostra un andamento molto irregolare nelle diversi classi di durata. Esaminando il profilo ricavato per echi di durata superiore a otto secondi, si evidenzia la presenza di quattro picchi distinti, posti rispettivamente alla longitudine solare $\lambda_0 = 208.21° \pm 0.02°$ (22 ottobre 1999, $01^h\ 30^m \pm 30^m$ TU), a $\lambda_0 = 208.29° \pm 0.02°$ (22 ottobre 1999, $03^h\ 30^m \pm 30^m$ TU), a $\lambda_0 = 208.41° \pm 0.02°$ (22 ottobre 1999, $06^h\ 30^m \pm 30^m$ TU) e a $\lambda_0 = 208.54° \pm 0.02°$ (22 ottobre 1999, $09^h\ 30^m \pm 30^m$ TU). Il tasso massimo è stato raggiunto in corrispondenza del secondo picco, con un conteggio orario di 26 ± 3. Questa stessa struttura, con le medesime proporzioni tra le ampiezze dei vari picchi, si ritrova per echi di durata $T > 16$ secondi, mentre a durate inferiori il terzo e quarto picco si uniscono diventando quello predominante.

La tabella 9.7 mostra la variazione temporale dell'indice di massa per il periodo in cui lo sciame è stato osservato.

Data	Ora (TU)	Longitudine Solare (J200.0)	Indice di massa s	σ_s
22/10/1999	00 - 02	208.15 – 208.23	2.26	0.04
22/10/1999	02 - 04	208.23 – 208.31	2.04	0.03
22/10/1999	04 - 06	208.31 – 208.39	1.98	0.05
22/10/1999	06 - 08	208.39 – 208.48	2.16	0.03
22/10/1999	08 - 10	208.48 – 208.56	2.37	0.03

Tabella 9.7 *- Andamento dell'indice di massa per lo sciame delle Orionidi il 22 ottobre 1999 ottenuta dal radar BLM lungo la direttrice Bologna-Lecce.*

Dall'andamento dell'indice di massa in funzione del tempo si vede come tale parametro assuma un valore molto prossimo a 2 in corrispondenza del picco principale, mentre aumenti decisamente in corrispondenza dei due picchi seguenti. Emerge anche che il secondo e il terzo picco sono caratterizzati da un indice di massa inferiore a quello medio dello sciame. Viceversa, in corrispondenza del primo e del quarto massimo, tale parametro è superiore a quello medio. Questo presuppone che questi due ultimi picchi siano caratterizzati da una concentrazione maggiore di particelle meno massicce rispetto agli altri due.

Lo studio dei dati visuali non ha permesso di ricavare un profilo soddisfacente. Nel periodo dal 21 al 23 ottobre sono stati selezionati solo una decina di osservazioni

dall'archivio dell'International Meteor Organization, in quanto tali osservazioni sono state ostacolate dalla presenza della luna piena, verificatasi il 24 ottobre.. Inoltre, per tale ragione, non si ha a disposizione nessun profilo parziale dell'IMO. Dai dati raccolti si è ricavato che il massimo è localizzato a $\lambda_0 = 208.2° \pm 0.2°$ (22 ottobre 1999, $01^h\ 12^m \pm 5^h$ TU) con un tasso orario zenitale pari a 83 ± 41. Come era prevedibile, i risultati visuali non sono molto precisi, soprattutto per quanto riguarda il valore dello ZHR che presenta una indeterminazione del 50%. Tuttavia la posizione del picco coincide abbastanza bene con quella ricavata con tecniche radar.

È altresì difficile immaginare di poter ricavare qualche indicazione dall'indice di massa ottenuto dallo studio dei dati visuali. In corrispondenza del massimo visuale è stato trovato un valore pari a $s = 2.1 \pm 0.2$, mentre per i picchi radar $s = 2.0 \pm 0.2$. Nonostante questi valori siano compatibili con quelli ottenuti attraverso tecniche radar, sono puramente indicativi a causa della scarsità di punti sperimentali disponibili per il calcolo dell'indice di massa visuale.

9.8 Considerazioni finali

Lo sciame meteorico delle Orionidi è stato analizzato dal 1995 al 1999 unicamente lungo la direttrice Bologna-Lecce del radar BLM. Negli anni seguenti il sistema a forward-scatter ha avuto dei problemi tecnici durante il periodo di attività di tale sciame e dunque non si hanno a disposizione dati affidabili. Durante questi anni la stazione di Modra non è stata utilizzata per registrare l'attività dello sciame.

Per prima cosa è stata ricavato l'andamento annuale dell'indice di massa medio dello sciame per vedere se questo ha subito delle variazioni anomale durante il periodo in esame.

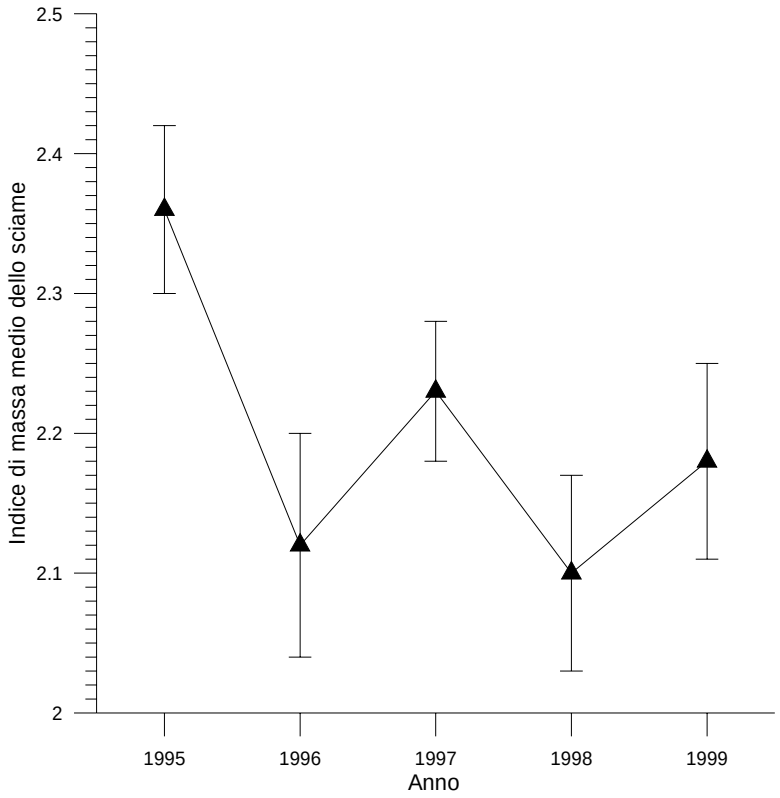

Figura 9.16 *- Andamento dell'indice di massa medio dello sciame delle Orionidi lungo la direttrice Bologna-Lecce.*

Come nel caso delle Liridi, è stato trovato un andamento oscillante, ma decisamente meno pronunciato. Infatti, fatta eccezione per il valore ricavato nel 1995, tutti gli altri sono tra di loro compatibili entro la barra d'errore. Questo indica che in media la composizione delle particelle che compongono la nube meteorica risulta invariata di anno in anno. Per lo sciame delle Orionidi si ricava un valore medio, e dunque caratteristico, dell'indice di massa di $s = 2.19 \pm 0.06$ che è molto simile, entro la barra d'errore, con quello che è tabulato dall'International Meteor Organization pari a $s = 2.15$.

È stato successivamente tabulato l'andamento del tasso orario massimo dello sciame per i dati radar e il tasso orario zenitale per quelli visuali. In tale ricerca, tuttavia, i due parametri non possono essere direttamente confrontati in quanto non è possibile ricavare lo ZHR con il radar.

Anno	Tasso Lecce	ZHR visuale
1995	54 ± 5	54 ± 2
1996	44 ± 4	123 ± 17
1997	27 ± 3	105 ± 10
1998	21 ± 3	53 ± 3
1999	26 ± 3	83 ± 41

Tabella 9.8 *- Tassi massimi ricavati dai dati radar della stazione ricevente di Lecce e dai dati visuali.*

Curioso è notare come i risultati del radar evidenzino dei tassi molto simili nei primi due anni di indagine per poi dimezzarsi negli ultimi tre. Questo potrebbe essere connesso con una naturale diminuzione del tasso di particelle che tuttavia non si manifesta nel campo visuale. I tassi orari zenitali nel visuale darebbero come valore medio per lo sciame circa 80, ma tale valore sembra troppo elevato e scaturito principalmente dalla scarsità di dati soprattutto nei tre anni che esibiscono lo ZHR maggiore. Se si vanno ad indagare solo gli anni per i quali è stato possibile ricavare un preciso profilo dell'attività dello sciame (1995 e 1998), si vede come il valore del tasso orario zenitale medio sia di circa 50, valore decisamente inferiore al precedente, comunque superiore a quello tabulato dall'International Meteor Organization (ZHR = 20). Come si attendeva, lo sciame delle Orionidi ha esibito un'attività abbastanza costante. Tuttavia è sorprendente il valore elevato dello ZHR in quanto lo sciame non ha presentato nei profili radar nessun fenomeno di outburst. Altresì è interessante notare come le Orionidi abbiano manifestato un'attività paragonabile a quella delle Eta-Aquaridi, nonostante le fonti bibliografiche evidenzino come l'attività delle Orionidi sia generalmente un terzo di quella delle Eta-Aquaridi. Queste ultime hanno infatti manifestato uno ZHR medio di circa 60, paragonabile a quello pubblicato dall'IMO. Probabilmente ci troviamo davanti ad un incremento di attività nelle Orionidi anche se questa ipotesi andrebbe confermata attraverso ulteriori studi.

L'analisi principale è stata finalizzata alla ricerca di eventuali variazioni della longitudine solare del massimo. In questo caso sono state evidenziate le differenze ricavate dai dati radar e quelli visuali.

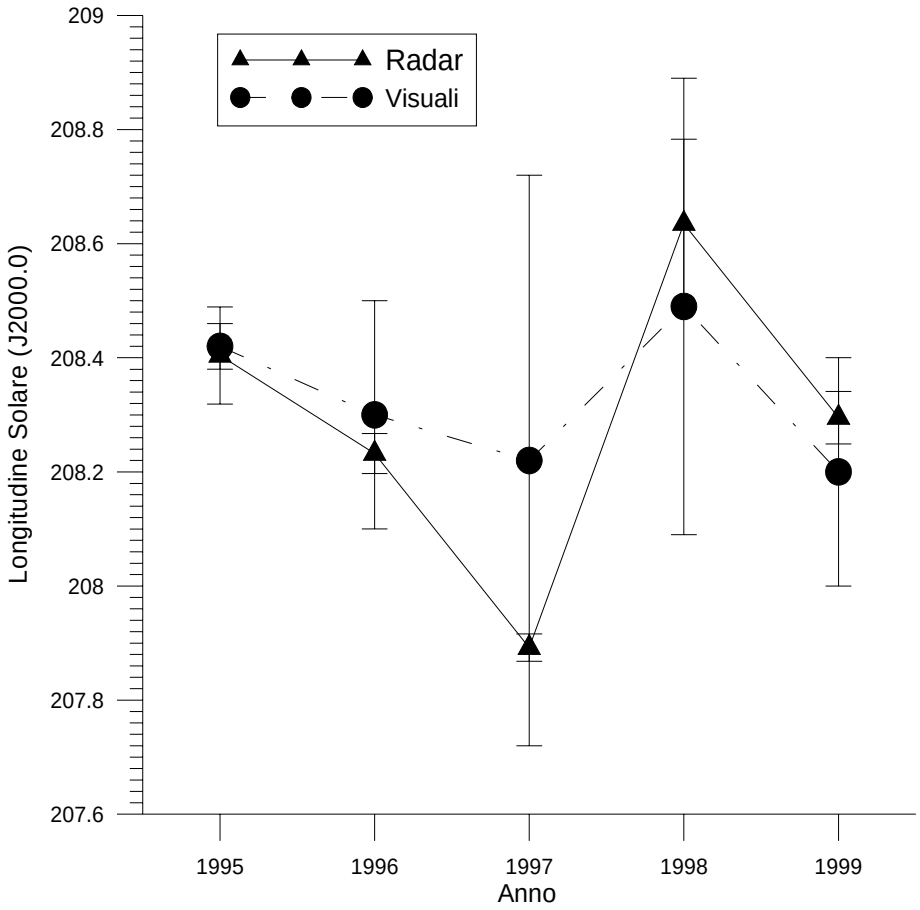

Figura 9.17 *- Variazione della longitudine solare del massimo dello sciame delle Liridi per la direttrice Bologna-Lecce e i dati visuali.*

In figura 9.17, le barre rappresentano la larghezza a metà altezza (FWHM) del picco che caratterizza l'attività dello sciame. Sia i dati radar che quelli visuali evidenziano un medesimo andamento, non unidirezionale, della variazione della posizione della longitudine solare del massimo. Ciò rende difficile riuscire a determinare sia la forma della nube di particelle che identifica lo sciame meteorico, ma soprattutto la geometria dell'incontro tra tale nube e la Terra durante il suo moto di rivoluzione intorno al Sole. Dal grafico è stata ricavata la longitudine solare media delle Orionidi che per il caso radar risulta pari a $\lambda_0 = 208.29° \pm 0.02°$, mentre dai dati visuali è localizzata a $\lambda_0 = 208.32° \pm 0.03°$. I risultati sono simili e compatibili entro la barra d'errore. Tale risultato è simile a ciò che è stato ottenuto per le Liridi e le Eta-Aquaridi. Questo potrebbe dipendere dal range di massa indagato dai due sistemi (radar BL e visuali). Dai dati radar e visuali è stato ricavato il valore medio della longitudine solare del massimo pari a $\lambda_0 = 208.30° \pm 0.02°$, valore differente da quello tabulato dall'International

Meteor Organization di $\lambda_0 = 208.0°$. Tale discrepanza è solo apparente in quanto l'IMO ha indicato la longitudine solare del giorno in cui era previsto il massimo, il 21 o il 22 ottobre, senza specificare l'ora (TU) del fenomeno.

Per concludere, è stata rappresentata la variazione dell'indice di massa calcolato durante il periodo di massima attività dello sciame.

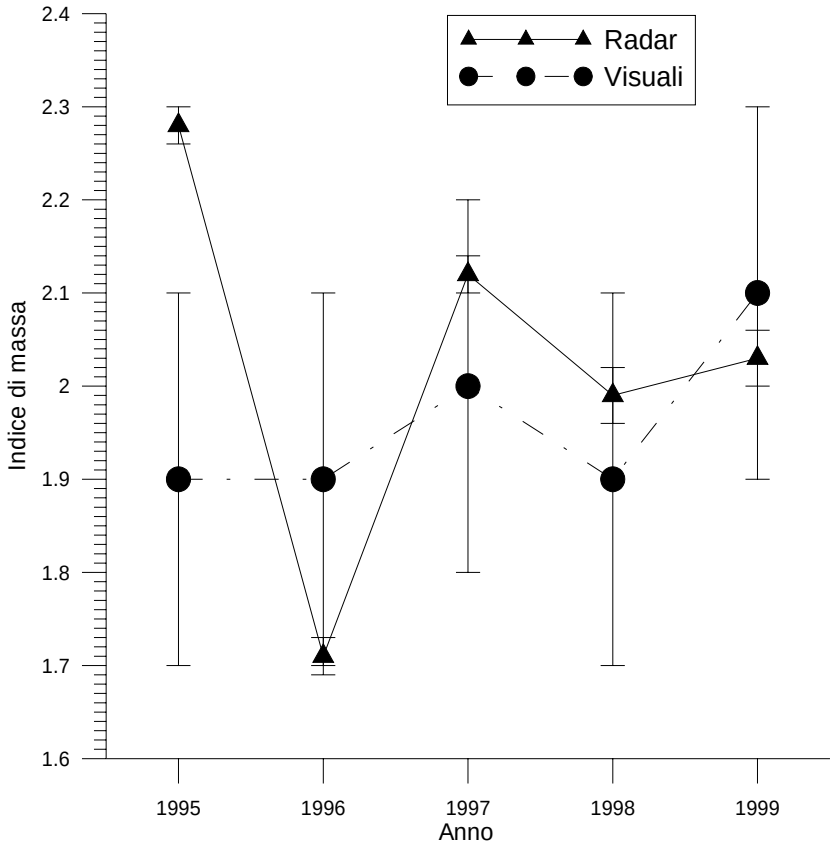

Figura 9.18 *- Andamento dell'indice di massa durante il periodo del massimo attraverso lo studio dei dati radar della direttrice Bologna-Lecce e quelli visuali.*

I dati radar e visuali sono abbastanza in accordo. Questi ultimi esibiscono un andamento pressoché costante, come si era già verificato con le Liridi. L'ampia barra d'errore è dovuta principalmente al numero limitato di dati con i quali è stato ottenuto l'indice di massa nel dominio visuale. Il valore medio dell'indice di massa ricavato attraverso la tecnica visuale è pari a $s = 2.0 \pm 0.2$. Gli indici di massa radar esibiscono un andamento alquanto caotico specialmente nei primi due anni di indagine, a dimostrazione della complessa struttura della nube di particelle che caratterizzano lo sciame delle Orionidi. In tutti i casi, il massimo è caratterizzato da un indice di massa

inferiore a quello medio dello sciame. Il valore medio trovato è pari a $s = 2.02 \pm 0.06$, compatibile entro la barra d'errore con quello ricavato nel dominio visuale.

Lo sciame meteorico delle Orionidi non ha manifestato la presenza di fenomeni inusuali quali outburst. Interessante è notare come sembri estremamente complessa la nube di particelle che caratterizzano lo sciame. Lo sciame delle Orionidi nel corso degli anni ha esibito un ampio spettro di situazioni, sia in termini di profili di attività, sia in termini di indici di massa, che farebbero pensare come lo sciame possa essere composto da differenti strutture. Ognuna di queste tracce potrebbe essere stata originata da passaggi ben distinti della cometa Halley che, mutando la propria orbita, ha creato questa serie di strutture (dust trails) che periodicamente vengono attraversate dalla Terra. Una tale ipotesi potrebbe essere confermata da ulteriori osservazioni del comportamento delle Eta-Aquaridi. A tale scopo sarebbe stato utile confrontare questi risultati con quelli della stazione di Modra, che tuttavia non sono disponibili.

Se si avesse avuto a disposizione un numero maggiore di dati sperimentali si sarebbe potuta confermare l'esistenza di un legame tra le Orionidi e le Eta-Aquaridi, che non può essere semplicemente dedotta dalla compatibilità degli indici di massa medi. Infatti per verificare tale correlazione bisogna disporre o di un numero elevato di osservazioni o di uno strumento che sia in grado di misurare la velocità di entrata di un meteoroidi nell'atmosfera, come nel caso dei radar doppler interferometrici.

Bibliografia

[9.1] Herrick E.C.: *Silliman's Journal*, **35**, p. 366, (1839)

[9.2] Herrick E.C.: *Silliman's Journal*, **39**, p. 334, (1840)

[9.3] Denning W.F.: Stationary Meteors and Meteors nearly Stationary observed at Bristol, *Memoirs of the Royal Astronomical Society*, **53**, p. 246-247, (1899)

[9.4] Denning W.F.: Meteoric Showers of October, *The Observatory*, **41**, p. 60, January, (1918)

[9.5] Olivier C.P.: The Orionids, *The Observatory*, **46**, p. 17-18, January, (1923)

[9.6] Denning W.F.: The Radiant of the Orionids, *The Observatory*, **46**, p. 47, February, (1923)

[9.7] Olivier C.P.: The Radiant of the Orionids, *The Observatory*, **46**, p. 188-189, July, (1923)

[9.8] McIntosh R.A.: Observations of the Orionid Meteors, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **90**, p. 161-162, November, (1929)

[9.9] Mackenzie R.A.: Solar System Debris, *Dover: The British Meteor Society*, (1980)

[9.10] *Meteor News*, **No. 56**, p. 4, January, (1982)

[9.11] *Meteor News*, **No. 60**, p. 7, January, (1983)

[9.12] *Meteor News*, **No. 70**, p. 4-7, June, (1985)

[9.13] Hajduk A.: Structure of the meteor stream associated with comet Halley, *Bulletin of the Astronomical Institute of Czechoslovakia*, **21**, p. 39-40, (1970)

[9.14] Babadzhanov P.B., Chebotarev R.P., Hajduk A.: Long-base observations of the Orionid meteor showers, *Bulletin of the Astronomical Institute of Czechoslovakia*, **30**, p. 227, (1979)

[9.15] Hajduk A., Cevolani G.: Simultaneous radar meteor observations at Ondrejov and Budrio, *Bulletin of the Astronomical Institute of Czechoslovakia*, **32**, p. 309-310, (1981)

[9.16] Prentice J.P.M.: *Journal of the British Astronomical Association*, **49**, p. 148, (1939)

[9.17] Znojil V.: Frequency occurrence of small particles in meteor showers, *Bulletin of the Astronomical Institute of Czechoslovakia*, **19**, p. 311-312, (1986)

[9.18] *Meteor News*, **No. 45**, p. 12, April, (1979)

[9.19] *Meteor News*, **No. 61**, p.1, April, (1983)

[9.20] Olivier C.P.: *Transactions of the American Philosophical Society*, **22**, (1911)

[9.21] Lovell A.C.B.: *Meteor Astronomy*, Oxford: Oxford University Press, (1954)

[9.22] Yeomans D.K., Kiang T.: The long-term motion of comet Halley, *Monthly Notices of the British Astronomical Association*, **197**, p. 633-646, (1981)

[9.23] McIntosh B.A., Hajduk A.: Comet Halley meteor stream: a new model, *Monthly Notices of the British Astronomical Association*, **205**, p. 931, (1983)

[9.24] Whipple F.L.: *Astronomical Journal*, **59**, p. 201-217, (1954)

[9.25] McCrosky R.E., Posen A.: *Smithsonian Contribution to Astrophysics*, **4**, p. 15-84, (1961)

[9.26] Ceplecha Z., Jezkova M., Novak M., Rajchl J., Sehnal L.: *Bulletin of the Astronomical Institute of Czechoslovakia*, **15**, p.144-155, (1964)

[9.27] Babadzhanov P.: *Smithsonian Contributions to Astrophysics*, **7**, p. 287-291, (1967)

[9.28] Ceplecha Z.: *Bulletin of the Astronomical Institute of Czechoslovakia*, **28**, p. 328-340, (1977)

[9.29] Drummond J.D., Hill R.K., Beede H.A.: *Astronomical Journal*, **85**, p. 495-498, (1980)

[9.30] Kronk G.W.: Meteor Showers a descriptive catalogue, Enslow Publishers, Inc., Hillside, (1988)

[9.31] Hughes D.W.: P/Halley dust characteristics: a comparison between Orionid and Eta Acquarid meteor observations and those from the flyby spacecraft, *Astronomy & Astrophysics*, **187**, p. 879-888, (1997)

[9.32] Williams I.P., Hughes D.W., McBride N., Wu Z.: Collision between the nucleus of Comet Halley and dust from its own meteoroid stream, *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*, **260**, p. 43-48, (1993)

[9.33] Hawkes R., Jones J., Ceplecha Z.: *Bulletin of the Astronomical Institute of Czechoslovakia*, **35**, p. 46, (1984)

[9.34] de Lignie M., Jobse K.; *Radiant*, **17**, No. 5, p. 99, (1995)

[9.35] Sekanina Z.: *Icarus*, **13**, p. 475-493, (1970)

[9.36] Gartrell G., Elford W.G.: *Australian Journal of Physics*, 28, p. 591, 1975

[9.37] Sekanina Z.: *Icarus*, **27**, p. 265-321, (1976)

[9.38] Fox K.: Asteroids, Comets, Meteors II, eds. Rickman H. and Lagerkvist C.-I., Uppsala: University of Uppsala, p. 521-525, (1986)

Conclusioni

Apparentemente lo studio degli sciami meteorici sembra essere di competenza esclusiva della fisica dell'alta atmosfera. Ciò è solo parzialmente vero in quanto un'analisi degli sciami porta a studiare i corpi minori al loro interno, ma anche i loro corpi progenitori (comete o asteroidi) ed inoltre le forze che dominano nel Sistema Solare e i processi di formazione e di rimodellamento che i pianeti hanno subito nel corso di miliardi di anni. Il fenomeno meteorico è quindi di interesse astrofisico e non solo. Conoscere tali corpi significa riuscire a comprendere meglio i meccanismi che regolano la vita e l'esistenza del nostro stesso sistema planetario. Un tale tipo di indagine può essere effettuata utilizzando numerose e diverse tecniche e tra queste il radar è la tecnica più potente ed utilizzata negli ultimi tempi.

Attraverso il radar BLM è stato possibile studiare l'attività di tre sciami: Liridi, Eta-Aquaridi e Orionidi. Questi non sono certamente tra i complessi più studiati o noti. Sono infatti definiti sciami "medi", non presentando la caratteristica di esibire con una certa periodicità un fenomeno di outburst, se non in maniera estremamente limitata. Ciò nonostante sono molto importanti, soprattutto in relazione allo studio dei loro corpi progenitori, la cometa C/Thatcher G1 e 1P/Halley.

Lo studio dello sciame meteorico delle Liridi condotto in un periodo di sei anni ha evidenziato una struttura complessa che presenta una variazione spaziale del numero di particelle che la compongono. Questo sciame, come era prevedibile, non ha esibito una attività fuori dalla norma, sebbene superiore a quella prevista, ed ha mostrato come il suo massimo di attività sia caratterizzato da un indice di massa inferiore a quello ricavato per l'intera nube. La variazione della longitudine solare, connessa con i diversi andamenti del massimo di attività, fa supporre che la geometria dell'intersezione tra l'orbita terrestre e quella di tale sciame sia alquanto complicata. Come hanno suggerito alcuni autori, questo potrebbe altresì essere spiegato con il fatto che le Liridi presentano una struttura periodica di gusci sferici. Anche i dati visuali rispecchiano le conclusioni scaturite precedentemente. La posizione del massimo varia con lo stesso andamento riscontrato attraverso le tecniche radar e la morfologia del profilo ottenuto sembrerebbe escludere la presenza di strutture filamentari, anche se nel 2001 si è presentato un caso di formazione di un doppio picco, il primo dei quali è stato giudicato un errore.

Altro discorso merita lo sciame meteorico delle Eta-Aquaridi, di cui sfortunatamente sono disponibili solo i dati di due anni. È difficile trarre delle conclusioni in quanto non si può nemmeno parlare di un andamento dei risultati. Non è stato possibile determinare con certezza la natura di tale sciame. Le moderne teorie affermano che tale sciame presenta una struttura filamentare. Si è nell'impossibilità di verificare una tale teoria che necessita di uno studio approfondito e soprattutto di tecnologie radar maggiormente sofisticate. Anche l'attività è risultata quella prevista e si è scoperto come il massimo dell'attività sia dominato da un indice di massa inferiore a quello ricavato durante tutta l'attività dello sciame.

A differenza degli sciami precedenti le Orionidi sono state studiate solamente utilizzando una delle due direttrici del radar meteorico BLM. Questo ha comportato ovviamente una perdita di informazioni e un immediato test di verifica utile per le conclusioni. Tale sciame si è rilevato il più complesso e imprevedibile tra quelli studiati. La sua attività media, come nel caso delle Liridi, è risultata superiore alle attese, comunque non superiore a quella del suo sciame "gemello", le Eta-Aquaridi. Le stranezze non si sono limitate a questo aspetto. Dall'analisi della variazione della longitudine del massimo si è riscontrato un andamento caotico, meno evidente rispetto a quello del primo sciame studiato. Questo, unito al fatto che le Orionidi esibiscono una ampia casistica di profili di attività varianti di anno in anno, ha suggerito come tale sciame poteva presentare una struttura molto più complessa rispetto a quella dei due precedenti sciami analizzati. Una tale conclusione è stata altresì avvalorata dall'andamento dell'indice di massa che esibiva delle brusche variazioni durante il massimo e, unico caso riscontrato nella ricerca, il massimo di attività non è caratterizzato sempre da un indice di massa inferiore a quello medio dello sciame. Questo ha avvalorato l'ipotesi storica che lo sciame presenta una struttura estremamente complessa. Sfortunatamente non è stato possibile fare un confronto con le Eta-Aquaridi per verificare la loro associazione con la cometa Halley.

Lo studio di questi sciami con l'utilizzo di un radar a forward-scatter è soggetto inevitabilmente ai limiti di una tale apparecchiatura. Certamente anche lo studio attraverso osservazioni visuali non dà maggiori garanzie essendo soggetto a numerose problematiche che rendono difficile non solo l'analisi dei dati, ma anche la loro stessa raccolta. Per ovviare a questi problemi sarebbe opportuno utilizzare mezzi più sofisticati, quali l'interferometro radar. Tale strumento permetterebbe di:

1. calcolare gli elementi orbitali dei meteoroidi, per poi ricavare quelli del corpo progenitore e per determinare quali corpi appartengono allo sciame e quali invece all'attività di fondo, senza ricorrere in tal caso alla sottrazione del background;
2. calcolare la velocità e l'altezza per ogni meteoroide, per distinguere le meteore di sciame, ma anche al fine di apportare correzioni dovute ad effetti chimici;
3. misurare le densità di flusso con elevata precisione;
4. individuare la direzione di provenienza di eventuali meteoroidi di origine extrasolare.

I primi due punti appaiono molto utili per determinare non solo i parametri orbitali degli sciami meteorici e dei loro corpi progenitori, ma anche per verificarne la loro struttura interna e il rischio di impatto che tali corpi presentano in relazione ad un loro incontro con la Terra o con eventuali strutture orbitanti. Inoltre è stato scoperto che l'attività meteorica è un tracciante della concentrazione dell'ozono mesosferico e uno studio approfondito in tale ambito sarebbe utile per comprendere meglio i meccanismi che si verificano nell'atmosfera.