

Perturbazioni geomagnetiche, aurorali, ionosferiche e dei raggi cosmici: interdipendenze e relazioni con l'attività solare

F. MARIANI (*) - F. MOLINA (**)

Ricevuto il 30-V-1960

4. LE PERTURBAZIONI DEI RAGGI COSMICI (*)**

4.1. Considerazioni generali.

La radiazione cosmica che penetra nella nostra atmosfera offre un valido mezzo per l'indagine di importanti problemi direttamente o indirettamente collegati alla fenomenologia del campo magnetico terrestre e delle sue perturbazioni, nonché delle aurore polari e di alcune notevoli questioni di fisica cosmica.

Come è noto, lo studio della intensità dei raggi cosmici ha rivelato in prossimità del suolo la presenza di due componenti: una componente molle, costituita da particelle di energia relativamente bassa, comprendente circa il 30% del totale, che viene completamente assorbita da spessori di piombo di oltre 10 cm, e una componente dura, comprendente il 70% del totale, una metà circa della quale ha energia sufficiente ad oltrepassare spessori di piombo di 1 m. Le proporzioni relative delle due componenti variano notevolmente con l'altezza; in particolare, ad altezza tra 10 e 15 km, la componente molle è preponderante rispetto alla componente dura. Particolare importanza ha acquistato in questi ultimi anni la cosiddetta componente nucleonica, costituita da nucleoni di origine secondaria generati nell'atmosfera da primari di energia relativamente bassa.

La natura delle particelle costituenti la radiazione cosmica varia anch'essa notevolmente con l'altezza: a bassa quota si trovano pochi

(*) Istituto Nazionale di Geofisica, Roma - Istituto di Fisica dell'Università, Perugia.

(**) Istituto Nazionale di Geofisica, Roma.

(***) I primi tre capitoli di questo lavoro sono pubblicati in Ann. Geof. 12, 297 (1959); 12, 389 (1959); 13, 85 (1960).

protoni (qualche % del totale), neutroni, elettroni positivi e negativi, mesoni nelle loro numerose varietà; ad alta quota invece, sono praticamente presenti solo protoni e pochi nuclei leggeri, costituenti nel loro insieme la radiazione primaria. Tale radiazione primaria, così come viene misurata, comprende anche il contributo dovuto all'effetto di albedo della Terra: converrà pertanto distinguere, ove occorra, tra radiazione primaria vera e propria, intesa come la radiazione incidente direttamente dallo spazio esterno, e radiazione totale ai limiti dell'atmosfera. La radiazione primaria non coincide necessariamente con quella emessa all'origine dalla sorgente (o dalle sorgenti), essendoci a priori la possibilità di modificazioni durante il percorso sorgente-Terra.

Nella nostra trattazione, per poter meglio inquadrare dal punto di vista geofisico il problema delle perturbazioni dei raggi cosmici, accenneremo anche a taluni aspetti di tale radiazione che, sebbene solo collaterali al nostro problema, contribuiscono tuttavia ad allargare utilmente la visuale.

4.1.1. La composizione della radiazione primaria. — Questa è costituita essenzialmente da protoni, da particelle α e da piccolissime percentuali di altri nuclei di basso numero atomico. Le determinazioni delle intensità e delle altre caratteristiche fisiche sono state condotte con lastre, con contatori di Geiger, con camere di ionizzazione, con contatori proporzionali, con contatori a scintillazione, ecc. portati in quota da palloni e da razzi.

Nella tabella 4.1 riportiamo le intensità delle particelle primarie ai limiti dell'atmosfera per una latitudine geomagnetica di circa 41° N, suddivise in gruppi a seconda dei rispettivi numeri atomici. I valori relativi ai protoni e alle particelle α sono la media di varie determinazioni (^{1,2,3,4,5,6,7,8}); per i nuclei leggeri del gruppo *L* (litio, berillio e boro) si riporta la valutazione ottenuta da Webber (⁴) e da Appa Rao e coll. (⁹), mentre per i nuclei medi e pesanti dei gruppi *M* (carbonio, azoto, ossigeno e fluoro) e *H* (elementi con numero atomico ≥ 10) si riportano i valori medi dedotti dalle più recenti determinazioni (^{4, 6, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15}). L'abbondanza cosmica dei vari elementi è invece dedotta dai dati forniti da Suess e Urey (¹⁶).

I dati riportati nella tabella possono ritenersi rappresentativi, entro il 10 ÷ 15%, delle intensità primarie fino a energie di circa 10 GeV/nucleone (*); per energie fino a 10^4 GeV/nucleone la percentuale di pro-

(*) Il GeV è pari a 10^9 eV; nella letteratura è tuttora frequente l'indicazione di tale unità con il simbolo BeV.

Tabella 4.1

Intensità in particelle $\cdot m^{-2} \cdot sec^{-1} \cdot sterad^{-1}$		Percentuali della radiazione totale	Abbondanza co- smica percentua- le dei vari atomi
Protoni ($Z = 1$) . . .	616	85	92,7
Particelle α ($Z = 2$) .	100	13,8	7,1
Gruppo L ($Z = 3, 4, 5$)	$\left\{ \begin{array}{l} 2,28 \text{ (}^4\text{)} \\ 0,6 \text{ (}^6\text{)} \end{array} \right.$	$\left. \begin{array}{l} 0,3 \\ 0,1 \end{array} \right\}$	$3,3 \cdot 10^{-7}$
Gruppo M ($Z = 6, 7, 8, 9$)	6,0	0,8	0,07
Gruppo H ($Z \geq 10$) .	2,4	0,3	0,03

toni rimane ancora intorno al 90%, mentre assai poco può dirsi degli altri nuclei considerati singolarmente; per energie ancora maggiori (fino ai massimi valori misurati di $10^9 \div 10^{10}$ GeV/nucleone) il problema della composizione della radiazione primaria è tuttora aperto.

Agli effetti di una teoria sulla origine e sulla costituzione della radiazione primaria, un problema di grande interesse è quello di stabilire l'entità della componente del gruppo L . In realtà, i nuclei più pesanti, urtando i costituenti dell'atmosfera, possono disintegrarsi dando origine a nuclei leggeri tra cui appunto nuclei di litio, berillio e boro; questi nuclei secondari, mescolandosi in maniera indistinguibile a quelli primari, possono falsare più o meno notevolmente le valutazioni delle loro effettive abbondanze nella radiazione primaria. La esatta determinazione di queste potrà consentire di accertare se sia o no valida la teoria di Bradt e Peters (¹⁷), che attribuisce la radiazione primaria alla frantumazione di nuclei metallici pesanti ($Z \geq 6$) lungo il percorso sorgente-Terra, ovvero se la composizione della radiazione primaria corrisponda alla presumibile abbondanza cosmica (v. tabella 4.1), così da poter attribuire solo la maggiore abbondanza degli elementi leggeri rispetto a quella cosmica a una frantumazione di nuclei metallici (di ferro in particolare).

In ogni caso i dati sulla composizione relativa della intensità primaria consentono di porre delle limitazioni allo spessore di materia attraversata dalla sorgente della radiazione cosmica ai limiti della atmosfera (spessore che è comunque dell'ordine di qualche g/cm^2) e quindi delle condizioni abbastanza stringenti alle teorie sulla origine dei raggi cosmici.

Una ulteriore questione riguarda la presenza o meno di altre particelle o radiazioni primarie (elettroni, neutroni, raggi γ): in effetti, Critchfield e coll. (¹⁸) hanno misurato, alla latitudine geomagnetica di $55^\circ N$ e sotto uno spessore di atmosfera di circa $18 g/cm^2$, una componente

elettronica che, anche se la si considera completamente di origine primaria, non supera comunque lo 0,6% della intensità primaria totale. Si può di conseguenza affermare che, non conoscendosi l'esistenza di altre particelle negative stabili, la radiazione cosmica primaria convoglia nel complesso sulla Terra una carica positiva. I raggi γ , almeno nell'intervallo di energie tra 0,1 e 90 MeV (e ci sono ragioni per ritenerlo anche a energie più alte), non contribuiscono per oltre 1‰ al flusso energetico totale (19). Quanto infine ai neutroni, essi, data la loro breve vita media, non possono che avere origine a distanze dalla Terra non superiori a qualche unità astronomica: unica sorgente possibile sarebbe allora il Sole; in tal caso, non essendo i neutroni soggetti a deviazioni da parte del campo magnetico terrestre, essi percorrerebbero la traiettoria Sole-Terra in linea retta e dovrebbero così presentare un effetto diurno ben osservabile, che in realtà le misure di Bergstrahl e Schroeder (20), effettuate alla latitudine geomagnetica di 56° N sotto uno spessore di ~ 130 g/cm², non hanno messo in evidenza; ne consegue che con ogni probabilità i neutroni osservati sono di origine secondaria.

4.1.2. Spettro energetico della radiazione primaria. — A seconda dell'intervallo di energia e del tipo di particelle che si considerano, lo spettro assume espressioni analitiche diverse; tuttavia il tipo di andamento può con buona approssimazione ritenersi quello di uno spettro di potenza: detta E l'energia totale (cinetica e di quiete), lo spettro energetico differenziale della radiazione primaria, cioè il numero dN di particelle aventi energia compresa tra E ed $E+dE$, è della forma:

$$dN = kE^{-\gamma} dE \quad [4.1]$$

mentre lo spettro integrale, cioè il numero N di particelle di energia $> E$, è evidentemente, della forma

$$N (>E) = \int_E^{\infty} kE^{-\gamma} dE = \frac{k}{\gamma-1} E^{-\gamma+1} \quad [4.2]$$

In effetti, l'esponente γ dello spettro differenziale non è rigorosamente costante per l'intero spettro di energie fino a ∞ ; tuttavia esso resta compreso tra 2 e 3, a seconda dell'intervallo di energia cui la [4.1] si applica; esso inoltre varia, sempre però entro gli stessi limiti, a seconda del tipo di particella; infine, soprattutto nella parte inferiore dello spettro, per energia cinetica confrontabile o minore dell'energia di quiete, la [4.1] viene talvolta sostituita da espressioni più complesse ma più precise. È

chiaro che le limitazioni che valgono per la [4.1] limitano in modo più o meno rilevante anche la validità della [4.2]. La fig. 4.1 mostra lo spettro energetico integrale per i vari tipi di particelle; la tabella 4.2, invece, fornisce le espressioni analitiche degli spettri integrali e i rispettivi limiti di energia entro i quali esse possono ritenersi valide ⁽²¹⁾. Lo spettro inte-

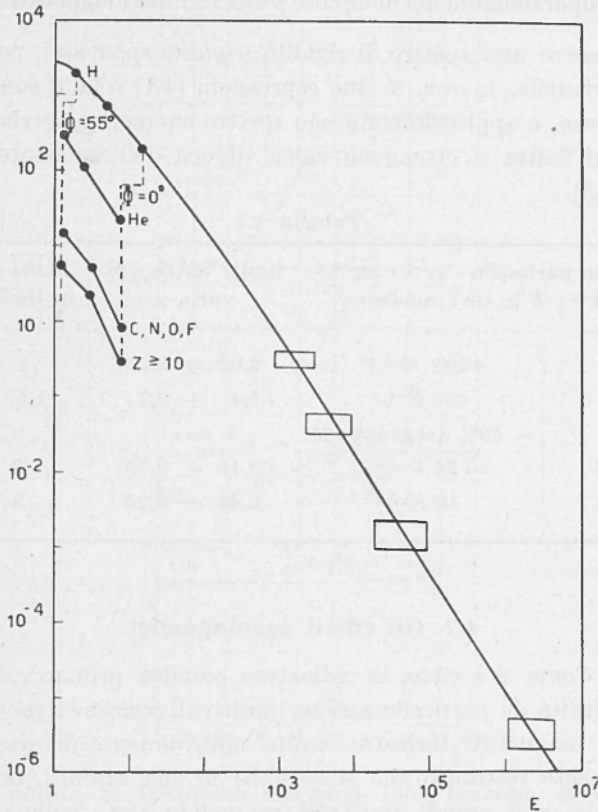


Fig. 4.1 - Spettro energetico integrale della radiazione primaria, in particelle · m⁻² · sec⁻¹ · sterad⁻¹; E , energia totale in GeV/nucleone; le linee tratteggiate indicano le energie di taglio alle due latitudini geomagnetiche $\Phi = 0^\circ$ e 55° (secondo Singer).

grale dei protoni in fig. 4.1 è esteso fino a energia di circa 10^7 GeV/nucleone, alle quali corrisponde un valore di $\gamma \sim 2,8$, sensibilmente maggiore di quello indicato nella tabella 4.2.

Lo spettro [4.1] può anche essere posto in forma diversa facendo intervenire la quantità di moto (o momento) p ; in particolare, per par-

ticelle relativistiche (per le quali cioè possa assumersi $E = cp$) esso può esser scritto nella forma

$$dN = k' p^{-\gamma} dp \quad [4.3]$$

che è indicata come spettro di momento (*momentum spectrum*) e da cui, stante la proporzionalità del momento p alla rigidità magnetica $H\rho \left(= \frac{cp}{Ze} \right)$, si può ottenere uno spettro di rigidità (*rigidity spectrum*); per particelle non relativistiche, invece, le due espressioni [4.1] e [4.3] sono analiticamente diverse, e approssimando uno spettro energetico sperimentale con l'una o con l'altra si ottengono valori diversi dell'esponente γ , minore nel caso [4.3].

Tabella 4.2

$N (> E)$ in particelle $\cdot m^{-2} \cdot sec^{-1} \cdot$ $\cdot sterad^{-1}$; E in GeV/nucleone	limiti entro cui varia γ	limiti di energia in GeV/nucleone
Protoni . . .	4000 $E^{-1,15}$	2,05 \div 2,25
Particelle α .	460 $E^{-1,6}$	1,5 \div 8
Gruppo L . .	$\sim 50\%$ del gruppo M	
Gruppo M . .	24 $E^{-1,6}$	3 \div 8
Gruppo H . .	16 $E^{-2,0}$	3 \div 8

4.2. Gli effetti geomagnetici.

4.2.1. Come si è visto, la radiazione cosmica primaria è principalmente costituita da particelle cariche (positive), cosicchè il moto di queste nel campo magnetico terrestre risulta notevolmente diverso da quello sostanzialmente rettilineo che si avrebbe in sua assenza. Lo studio dei raggi cosmici può quindi costituire un valido aiuto nello studio della struttura del campo geomagnetico esterno.

Sotto la denominazione di effetti geomagnetici si intendono due categorie di fenomeni: *a)* variazioni di intensità con la latitudine e con la longitudine geomagnetica (rispettivamente, effetto di latitudine ed effetto di longitudine); *b)* asimmetrie per le quali la intensità dipende sia dall'angolo di inclinazione della direzione di incidenza rispetto alla verticale, sia anche dal suo azimut (principali asimmetrie quelle est-ovest e nord-sud). Tra gli effetti sopra ricordati prenderemo in esame solo l'effetto di latitudine che, tra tutti, è quello che maggiormente ha attinenza con il nostro problema.

4.2.2. *Effetto di latitudine.* — Fin dal 1933, A. H. Compton ⁽²²⁾, elaborando risultati suoi e di numerosi altri ricercatori, aveva trovato, sia al livello del mare che in alta quota, delle sensibili differenze nella intensità della radiazione cosmica a varie latitudini. Tale effetto appare meglio collegato alla latitudine geomagnetica che alla latitudine geogra-

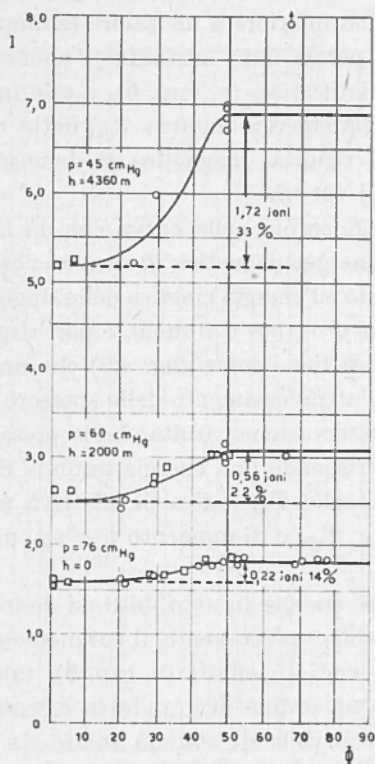


Fig. 4.2 — Effetto di latitudine nell'anno 1932 (numero di Wolf medio $R = 11,1$). I , numero di ioni prodotti (per cm^3 e per unità di tempo) in camera di ionizzazione; p , pressione alla quota di misurazione h ; Φ , latitudine geomagnetica (secondo Compton).

fica, in quanto le linee di uguale intensità seguono piuttosto l'andamento dei paralleli geomagnetici che quello dei paralleli geografici; la intensità della radiazione cosmica cresce al crescere della latitudine geomagnetica, con un minimo in corrispondenza dell'equatore geomagnetico, fino a una certa latitudine oltre la quale resta sensibilmente costante; in corrispondenza a tale latitudine l'andamento della intensità presenta una rapida variazione di pendenza (ginocchio, *knee*); dalla fig. 4.2 appare inoltre

chiaramente che l'effetto di latitudine cresce sensibilmente al crescere della quota. L'effetto di latitudine trova la sua interpretazione nella teoria classica di Störmer sul moto di una particella carica nel campo di un dipolo magnetico e nei successivi perfezionamenti apportati da Lemaitre e Vallarta: secondo tale teoria, affinché una singola particella primaria incida sulla Terra ad una latitudine geomagnetica Φ deve possedere un momento non inferiore a un valore minimo p_Φ (detto *momento di taglio* o di *cut-off* per la data latitudine), momento tanto maggiore quanto minore è la latitudine (v. cap. 6); a tale momento minimo p_Φ corrisponde una energia cinetica minima T_Φ , detta *energia di taglio* o di *cut-off*; in termini di rigidità magnetica si definisce analogamente la *rigidità di taglio* o di *cut-off*.

La presenza del ginocchio nella curva che dà la variazione dell'intensità a una latitudine geomagnetica Φ mostra l'esistenza di un limite inferiore per il momento e l'energia cinetica delle singole particelle, che per protoni, alla latitudine $\Phi = 50^\circ$ e al suolo, è pari rispettivamente a circa 3 GeV/c e 3 GeV. Se si tiene conto (fig. 4.3) che una parte dell'energia primaria va spesa nell'attraversamento dello spessore di atmosfera sovrastante alla quota di osservazione, risulta che la presenza di un ginocchio a quote alle quali corrisponde una energia minima di penetrazione inferiore alla energia di taglio T_Φ indica la effettiva assenza di particelle di energia cinetica $T < T_\Phi$, o di momento $p < p_\Phi$, dallo spettro della radiazione primaria.

Il taglio alle basse energie fu attribuito da Janossy alla presenza di un campo magnetico solare permanente, il cui momento di dipolo fu valutato $6,5 \cdot 10^{33}$ gauss \cdot cm³. In effetti (v. cap. 5), tale valore è senz'altro eccessivo per almeno un ordine di grandezza e, comunque, può variare sensibilmente durante il ciclo di attività solare. In pratica, la determinazione del ginocchio non è facile, per notevoli difficoltà sperimentali (misure in alta quota e ad alte latitudini) e di interpretazione (variazioni di forma dei coni permessi, effetto di albedo, ecc.); la reale natura del taglio alle basse energie non è ancora chiarita. In questa sede riportiamo solo alcuni risultati più notevoli ottenuti dallo studio dell'effetto di latitudine direttamente sulla radiazione primaria, quale è possibile sotto piccoli spessori di atmosfera. La fig. 4.4 mostra ⁽²³⁾ le intensità di ionizzazione I , misurate mediante camera di ionizzazione, sotto uno spessore di 15 g/cm²; le tre curve si riferiscono ad anni diversi. Una caratteristica notevole è la differente latitudine a cui corrisponde il ginocchio: mentre nelle curve relative agli anni 1937 e 1951, a partire da una certa latitudine geomagnetica, circa 55° N e 58° N rispettivamente, il numero di ioni

prodotti rimane praticamente invariato fino alle più alte latitudini nord cioè fino in prossimità del polo, non così accade nel 1954, anno in cui la intensità di ionizzazione sembra crescere con continuità fino al polo.

Le curve di fig. 4.4 hanno un significato fisico immediato: negli anni 1937 e 1951 erano assenti dalla radiazione primaria protoni di energia cinetica inferiore a circa 800 MeV; nell'anno 1954 invece erano

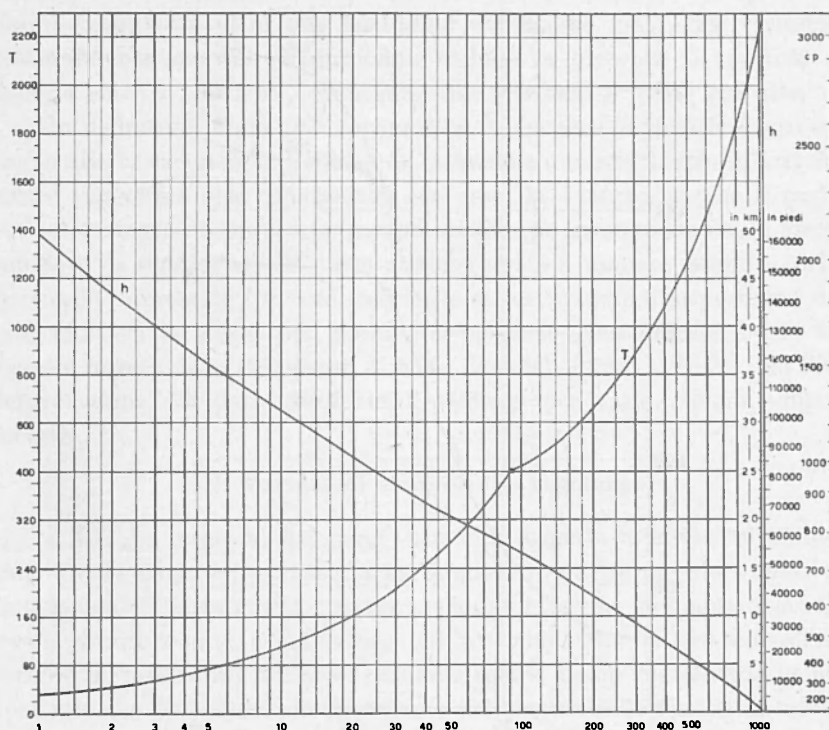


Fig. 4.3 - T , energia cinetica minima di penetrazione in MeV, in funzione dello spessore di atmosfera in g/cm^2 , per protoni; sulla scala di destra momento cp corrispondente a T , in MeV; h , altezza sul suolo, in km ed in piedi, in funzione dello spessore di atmosfera.

presenti anche protoni di bassa energia fino a circa 150 MeV. Le intensità totali della radiazione primaria in prossimità del polo geomagnetico stimate dalla fig. 4.4 tenendo conto della teoria di Störmer sono risultate di 0,10, 0,14 e 0,24 particelle $\cdot cm^{-2} \cdot sterad^{-1} \cdot sec^{-1}$, rispettivamente negli anni 1937, '51 e '54. Occorre in ogni caso notare che la ionizzazione prodotta della radiazione cosmica sotto uno spessore di circa 17 g/cm^2

varia fino al 5 ÷ 10% da giorno a giorno (24), e ciò induce a pensare a variazioni più o meno dello stesso ordine nella intensità primaria.

È risultata dalle misurazioni dell'estate 1951, condotte a latitudini diverse e simultaneamente per poter escludere l'effetto di eventuali flut-

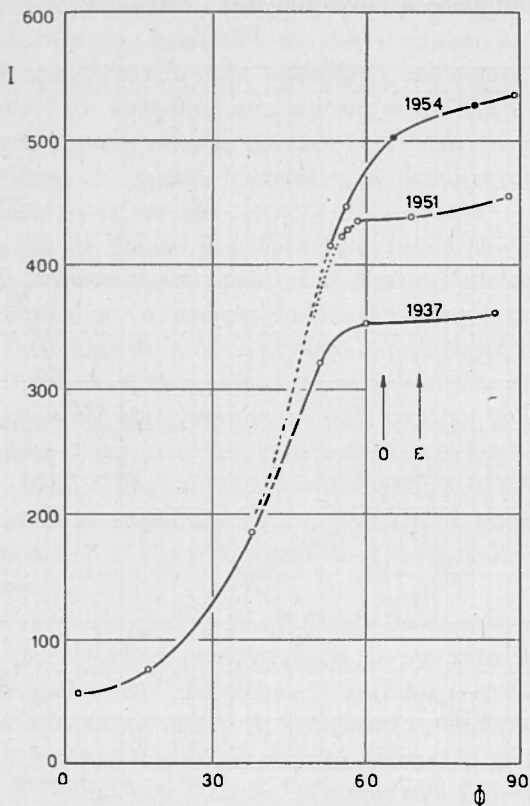


Fig. 4.4 - I , intensità di ionizzazione in ioni $\cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{atm}^{-1}$; Φ , latitudine geomagnetica. I due punti pieni sono estrapolati. Le frecce indicate con O ed E indicano le latitudini alle quali la energia di taglio per protoni incidenti sotto una inclinazione di 45° da ovest e da est è pari a quella occorrente per attraversare lo spessore di 15 g/cm^2 (secondo Neher).

tuazioni temporali della radiazione primaria, la sostanziale mancanza di particelle primarie di rigidità compresa tra circa $0,55$ e $1,5 \text{ GeV}/(Ze)$, che, per i protoni, corrisponde appunto a energie cinetiche tra circa 150 e 800 MeV : l'esame dettagliato dei risultati sperimentali mostra che l'even-

tuale contributo dei protoni di tali energie non poteva comunque essere superiore all'1% della intensità totale misurata. Le misurazioni del 1954, dovute a Neher e Stern (²⁵), hanno in realtà messo in evidenza, come si vede dalla fig. 4.4, un leggero aumento di intensità oltre i 68° di latitudine; tale aumento appare tuttavia solo come conseguenza dell'aprirsi dei coni di Störmer, in quanto alla quota di 15 g/cm² non possono penetrare protoni di energia inferiore a circa 150 MeV (fig. 4.3) che sarebbero ammessi appunto oltre tale latitudine dal campo magnetico terrestre. Naturalmente quest'argomento non esclude la presenza di protoni di energia sotto i 150 MeV, eventualmente rivelabili a quote più alte.

In definitiva, nulla può ancora dirsi di conclusivo circa la causa del taglio alle basse energie: l'effetto di variazione durante il ciclo di attività solare suggerisce una correlazione con esso; la eventualità che il taglio sia determinato da un campo magnetico esterno presuppone che il limite inferiore di rigidità sia lo stesso qualunque sia il numero atomico delle particelle interessate (protoni, particelle α , ecc.) e quindi la posizione del ginocchio sia la stessa per qualunque primario: una indicazione in tal senso è fornita da certe misure di Ellis, Gottlieb e van Allen (²⁶), ma l'interpretazione dei dati sperimentali, difficile per varie ragioni, appare incerta.

4.3. Variazioni temporali « regolari ».

4.3.1. La intensità dei raggi cosmici è soggetta a variazioni temporali dovute a numerose cause. A parte quelle eventuali dovute a effettive fluttuazioni della intensità galattica, hanno interesse nel nostro studio quelle aventi origine, o influenzate, da fatti che hanno la loro sede all'interno o in prossimità del nostro sistema solare. Come vedremo, la banda spettrale che può essere effettivamente influenzata dalle condizioni fisiche del sistema solare è quella corrispondente a energie relativamente basse, con limite superiore dell'ordine dei 10 ÷ 100 GeV.

4.3.2. *Variazione diurna solare.* — Da una lunga serie di misurazioni effettuate a varie latitudini (negli anni 1936-52) si deduce la presenza in vicinanza del suolo di una variazione diurna di periodo 24 ore solari della intensità della radiazione cosmica, in particolare della componente mesonica (fig. 4.5) avente ampiezza dell'ordine di 0,1 ÷ 0,2% della intensità totale e massimo intorno al mezzogiorno. In realtà, data la esigua entità della variazione, il suo studio è notevolmente complicato per la presenza di concomitanti effetti diurni della pressione e della temperatura atmosferiche.

Gli effetti perturbativi delle variazioni di pressione e di temperatura sono dovuti rispettivamente a variazioni dell'assorbimento nell'attraversamento della atmosfera, oppure a variazioni del livello di generazione

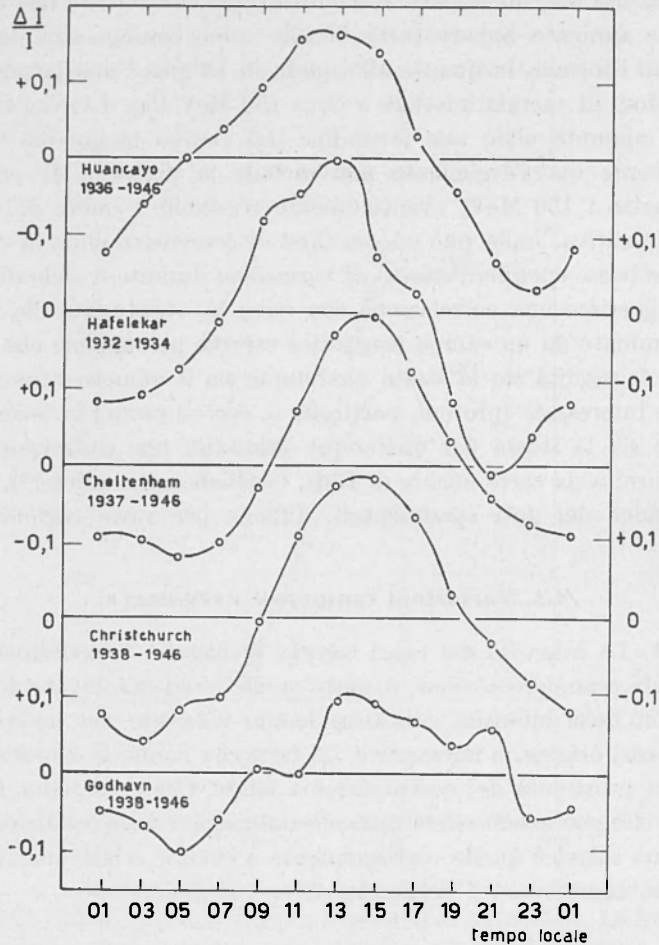


Fig. 4.5 - $\frac{\Delta I}{I}$, media della variazione diurna percentuale della intensità mesonica I corretta per l'effetto di pressione (secondo Lange e Forbush ed Hess e Graziadei).

dei mesoni le quali, in considerazione della breve vita media dei mesoni stessi ne provocano in definitiva corrispondenti variazioni di intensità. Gli effetti di origine meteorologica vanno evidentemente sottratti dalle variazioni di intensità effettivamente osservate.

La variazione diurna risulta diversa da giorno a giorno; ciò appare chiaramente oltre che dall'esame visuale degli andamenti temporali, anche dallo studio dell'autocorrelazione da cui risulta appunto che la persistenza della variazione non va oltre un giorno o due. La cosiddetta variazione diurna quiescente, che si ottiene come media delle variazioni di molti giorni, non è perciò del tutto rappresentativa della variazione diurna giorno per giorno.

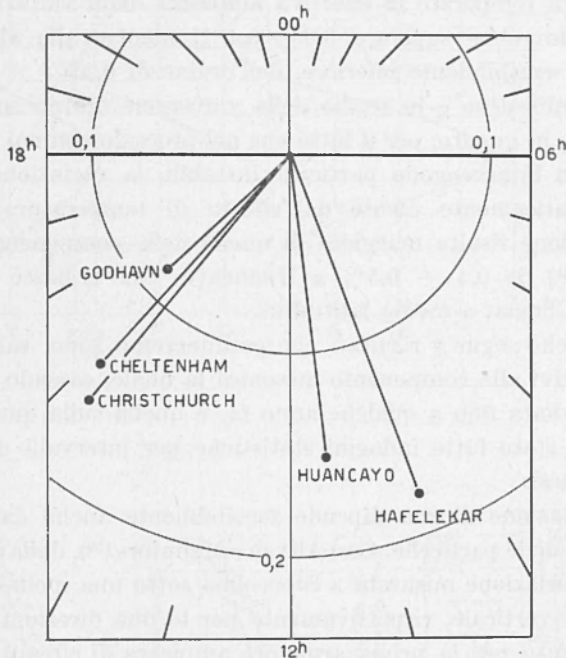


Fig. 4.6 - Prima armonica della variazione diurna (secondo Elliot).

Mentre la correzione dell'effetto di pressione è semplice, non altrettanto può dirsi per la correzione dell'effetto di temperatura; secondo Elliot e Dolbear⁽²⁸⁾, la correzione ridurrebbe la effettiva ampiezza della variazione diurna a non oltre il 50% di quella misurata; altri autori^(29,30), al contrario, affermano che l'effetto di temperatura risulta in una compensazione parziale della effettiva variazione diurna, cosicché la correzione per tale effetto porterebbe l'ampiezza effettiva di questa a circa il doppio di quella misurata.

La fig. 4.6 mostra in un diagramma armonico come variano la ampiezza e l'istante di massima ampiezza della prima armonica della

variazione diurna nei citati 5 Osservatori. Pur con le riserve formulate circa le correzioni per l'effetto di temperatura, è tuttavia possibile trarre delle informazioni concrete sulla variazione diurna solare: se si tiene conto che dall'equatore a latitudini medie ($\sim 50^\circ$) le variazioni diurne di temperatura sono dello stesso ordine di grandezza, mentre al di là del circolo polare esse sono di assai scarsa entità, così da influenzare relativamente poco la intensità dei raggi cosmici, si deduce che all'equatore e a latitudini temperate la effettiva ampiezza della variazione, in ogni caso, non dovrebbe superare $0,3 \div 0,4\%$, mentre alle alte latitudini essa risulta sensibilmente inferiore, dell'ordine di $0,1\%$.

Più significativo è lo studio della variazione diurna sulla intensità dei nucleoni, in quanto, per il fatto che nel processo con cui essi vengono prodotti non intervengono particelle instabili, la variazione stessa può ritenersi praticamente esente dall'effetto di temperatura; l'ampiezza della variazione risulta maggiore di quella della componente mesonica: essa varia ⁽³¹⁾ da $0,4 \div 0,5\%$ a Huancayo, cioè a basse latitudini, a $\sim 0,6\%$ a Climax, a media latitudine.

In ciò che segue i risultati che esamineremo sono, salvo contrario avviso, relativi alla componente mesonica la quale, essendo la sola componente studiata fino a qualche anno fa, è quella sulla quale principalmente sono state fatte indagini statistiche per intervalli di tempo abbastanza estesi.

La variazione diurna dipende sensibilmente anche dalla direzione di incidenza delle particelle. Così Alfven e Malmfors ⁽³²⁾, dalla analisi armonica della variazione misurata a Stoccolma sotto una inclinazione di 30° rispetto alla verticale, rispettivamente per le due direzioni nord e sud, hanno ottenuto per la prima armonica ampiezza di circa $0,16\%$, uguale nei due casi, con l'istante di massimo però per la prima direzione alle $13^h 30$ e per la seconda alle 19^h di tempo locale. Tale differenza di fase, non attribuibile a effetti atmosferici data la simmetria dei percorsi rispetto alla verticale, è stata attribuita da Malmfors ⁽³³⁾ ad anisotropia della radiazione primaria nella regione di energie dell'ordine dei 10 GeV .

La fig. 4.7 *a* mostra la variazione diurna misurata a Manchester per gli anni 1948 e '49 da Elliot e Dolbear ⁽²⁸⁾ nelle direzioni nord e sud sotto una inclinazione di 45° rispetto alla verticale. In tali condizioni, la differenza tra le variazioni diurne nelle direzioni nord e sud risulta indipendente dalle condizioni meteorologiche e può dare informazioni su una eventuale anisotropia della radiazione cosmica. Infatti se ci si ponesse esattamente alla latitudine di 45° e si trascurasse l'effetto del campo magnetico terrestre, dalla direzione nord si ricevirebbero particelle pro-

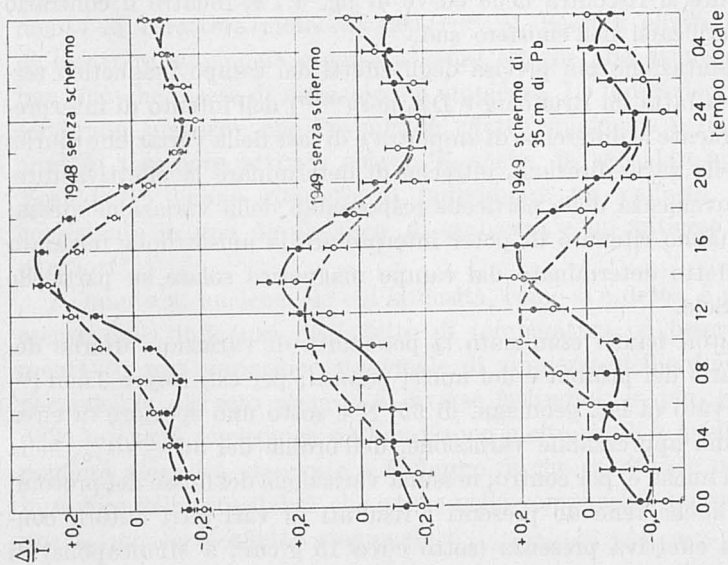


Fig. 4.7 a - Variazione diurna percentuale $\frac{\Delta I}{I}$ non corretta per gli effetti atmosferici, nelle direzioni nord (linea tratteggiata) e sud (linea continua), sotto una inclinazione di 45° .

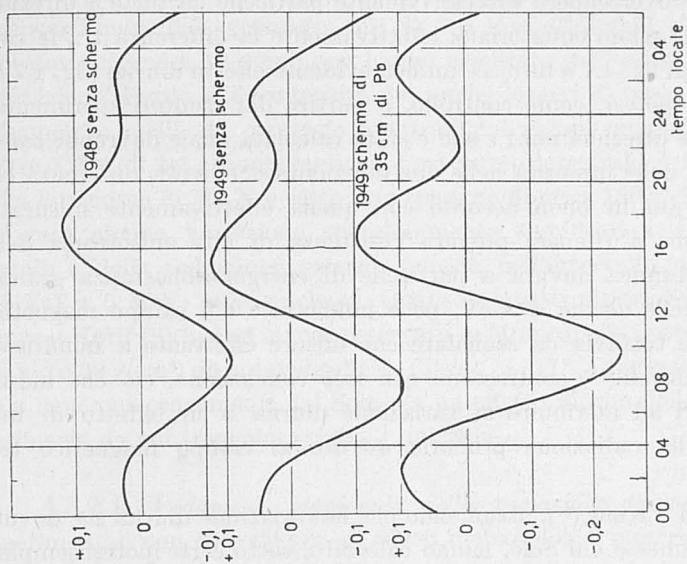


Fig. 4.7 b - Differenza tra le variazioni nelle due direzioni (secondo Elliot e Dolbear).

venienti tutte da una sola e ben determinata zona del cielo, mentre da sud invece proverrebbero successivamente particelle da tutte le direzioni contenute nel piano equatoriale: effettivamente la differenza tra le coppie di curve di fig. 4.7 *a* fornisce un ben evidente effetto diurno (fig. 4.7 *b*). Nelle stesse ipotesi, come controllo, a partire dai risultati sperimentali ottenuti nelle direzioni nord e sud è stata calcolata quale dovrebbe essere la differenza delle intensità nelle due direzioni est e ovest, differenza che è stata trovata in buon accordo con quella effettivamente misurata: ciò indurrebbe a ritenere provata l'esistenza di una anisotropia della radiazione cosmica dovuta a particelle di energia abbastanza grande, dell'ordine delle decine di GeV, poco influenzate dal campo magnetico terrestre. C'è tuttavia da segnalare che misure effettuate a Londra da Elliot e Rothwell (³⁴) contrastano con tale conclusione, ciò che induce questi Autori ad attribuire la variazione diurna a un effetto di modulazione sulla radiazione primaria dovuto al campo magnetico terrestre.

Sarabhai e Kane (³⁵), assumendo che la variazione diurna sia dovuta a particelle emesse dal Sole, hanno calcolato, sotto certe ipotesi semplificative, la prevista ora di massima ampiezza della variazione diurna, la quale dovrebbe risultare posticipata al crescere della latitudine; inoltre, nell'emisfero boreale, il massimo della variazione diurna nella direzione nord dovrebbe verificarsi prima di quello nella direzione sud, ciò che effettivamente si riscontra nelle curve di fig. 4.7 *a*, mentre il contrario dovrebbe verificarsi nell'emisfero sud.

Una valutazione più precisa degli effetti del campo magnetico terrestre è stata fatta da Brunberg e Dattner (^{36, 37}) nell'intento di interpretare teoricamente le differenze di ampiezza e di fase della variazione diurna misurate nelle varie direzioni, oltrechè di determinare la effettiva direzione di provenienza delle particelle responsabili della variazione stessa: gli Autori hanno ritenuto di poter interpretare la anisotropia misurata come un effetto determinato dal campo magnetico solare su particelle emesse dal Sole.

Vari autori hanno esaminato la possibilità di variazioni diurne del flusso primario dei protoni e dei nuclei pesanti; per es., Ney e Thon (³⁸) hanno osservato (a lat. geomagn. di 55° N e sotto uno spessore di circa 10 g/cm²) una apprezzabile variazione, dell'ordine del 30 ÷ 40%, nella intensità dei nuclei e, per contro, nessuna variazione del flusso dei protoni; Yngve (³⁹), anche tenendo presenti i risultati di vari altri autori, conclude per la effettiva presenza (sotto circa 15 g/cm², a Minneapolis) di

una fluttuazione diurna di circa 25% della intensità dei nuclei pesanti ($Z \geq 10$) ai limiti della atmosfera. Per contro, Pomerantz e McClure⁽⁴⁰⁾ a Swarthmore (lat. geomagn. 52° N) e a Fort Churchill (69° N) e sotto spessori intorno a 10 g/cm² non hanno osservato (nell'estate 1950) alcuna variazione diurna della intensità dei nuclei leggeri di bassa energia (precisamente quelli che vengono ammessi dal campo magnetico terrestre oltre i 52° di lat. geomagnetica). Così pure Bergstrahl e Schroeder⁽²⁰⁾, alla latitudine di 56° N e sotto uno spessore di circa 130 g/cm², non hanno trovato alcuna variazione statisticamente significativa della intensità totale e della radiazione gamma (questa nell'intervallo di energie tra 75 keV e 5 MeV) e dei nucleoni. Quanto a questi ultimi, Swetnick, Neuburg e Korff⁽⁴¹⁾ hanno invece osservato (a Minneapolis, sotto uno spessore di circa 20 g/cm²) un notevole effetto diurno ($\sim 17\%$) che essi attribuiscono o a neutroni provenienti dal Sole o a un effetto diurno della componente primaria da cui traggono origine i nucleoni.

4.3.2.1. Andamento stagionale della variazione diurna. — I dati sperimentali non corretti per gli effetti meteorologici mostrano una variazione, di periodo 12 mesi, della ampiezza della variazione diurna: in inverno la ampiezza risulta da 2 a 3 volte maggiore che in estate; in effetti, la correzione apportata per le corrispondenti variazioni diurne della temperatura rende praticamente conto, entro i limiti degli errori sperimentali, della differenza stagionale, che deve allora essere considerata sostanzialmente di carattere meteorologico^(42, 43, 44). Se una effettiva variazione di carattere stagionale dovuta a cause esterne alla atmosfera c'è, essa non può che essere di assai piccola ampiezza. Le indicazioni in tal senso sembrano suggerire che l'eventuale effetto stagionale è maggiore negli anni di maggiore attività solare. È anche da segnalare che Sekido e Yoshida⁽⁴⁵⁾ hanno ritenuto di individuare un « effetto equinoziale » consistente in una diminuzione di ampiezza e un anticipo di fase agli equinozi.

Quanto ai nucleoni, la cui intensità, come si è detto, è praticamente esente dalla influenza dell'effetto di temperatura, si osserva effettivamente⁽⁴⁶⁾ una variazione stagionale di ampiezza dell'ordine di qualche permille, in discreto accordo a diverse latitudini; in più, le oscillazioni della intensità nucleonica a Climax sono molto simili a quelle della componente mesonica osservate a Friburgo, il che costituisce un argomento in favore della possibilità che anche nella componente mesonica si abbia un sia pur lieve effetto stagionale.

4.3.2.2. *Relazioni con la attività solare.* — Sarabhai, Desai e Venkatesan (47) hanno osservato sui dati di Huancayo, Cheltenham e Christchurch che sia l'ampiezza che la fase della variazione diurna mostrano una certa correlazione con la attività solare, in particolare con il numero di Wolf, e, soprattutto, con la intensità della riga coronale del Sole di

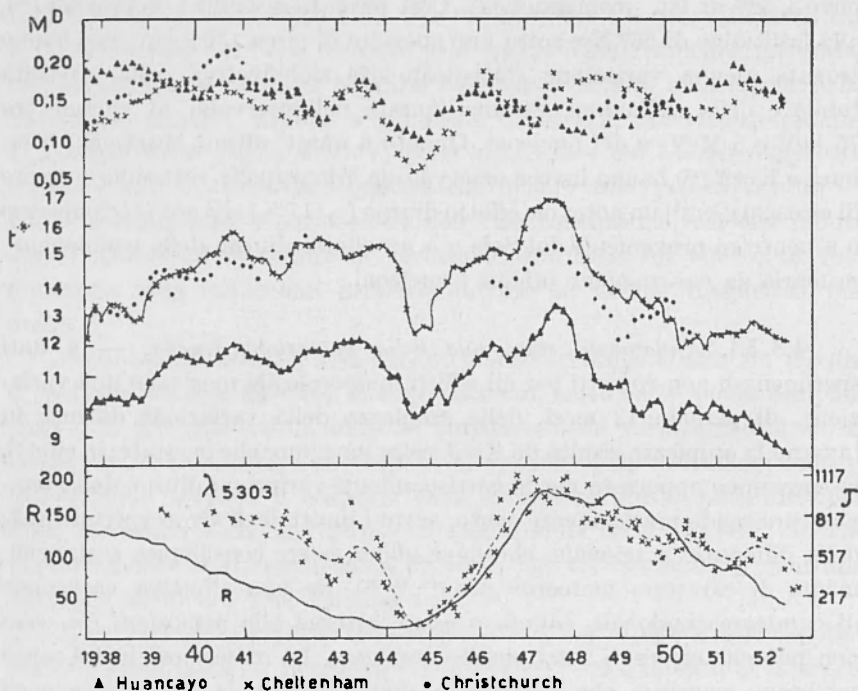


Fig. 4.8 - M^D e t^* , ampiezza percentuale e ora locale di massima ampiezza della variazione diurna della componente mesonica, corretta per l'effetto di pressione; R , numero di Wolf; J , intensità della riga coronale λ 5303 (secondo Sarabhai, Desai e Venkatesan).

lunghezza d'onda 5303 Å (fig. 4.8) emessa dal $Fe\ XIV$. Tuttavia, le ampiezze della variazione in luoghi diversi mostrano scarsa correlazione tra di loro, mentre invece le fasi sono strettamente correlate. Quanto a queste, anzi, Elliot e Thambyahpillai (48) hanno per primi richiamato l'attenzione su una loro variazione di carattere planetario (fig. 4.9), di periodo di circa 22 anni, come poi Steinmaurer e Gheri (49) nonchè Sandstrom (50) hanno potuto confermare. Tale graduale spostamento di fase risulta indipen-

dente dalla direzione di arrivo delle particelle, quale che sia la attività geomagnetica, ciò che costituisce un valido argomento in favore della ipotesi che lo spostamento stesso sia di origine extraterrestre.

In una ulteriore estesa analisi statistica sui dati ottenuti a basse latitudini, Sarabhai, Desai e Venkatesan (51) hanno ritenuto di identificare nella variazione diurna la presenza di due componenti ambedue con

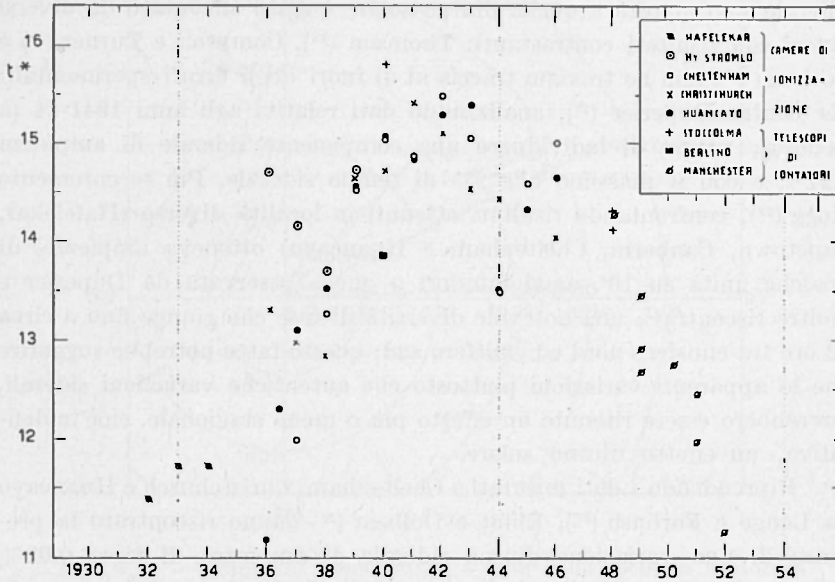


Fig. 4.9 - t^* , ora locale di massima ampiezza della prima armonica della variazione diurna corretta per l'effetto di pressione (fatta eccezione per Hafelekar); le linee tratteggiate indicano gli anni di minima attività solare (secondo Elliot e Thambyahpillai).

periodo di un giorno solare, l'una con massimo diurno e l'altra con massimo notturno, che si sovrapporrebbero con diversa intensità relativa, in modo da descrivere un intero ciclo di variazione in circa ventidue anni (cioè il periodo di un ciclo solare completo).

Da ultimo ricordiamo che vari autori (52, 53, 54) hanno trovato qualche accenno ad una periodicità di circa 27 giorni nell'ampiezza o nella fase della variazione diurna (da non confondere con la variazione di periodo 27 giorni della intensità totale di cui ci occuperemo in 4.3.5).

4.3.3. *La variazione diurna siderale.* — La ragione teorica di una variazione diurna di periodo 24 ore siderali va ricercata nel fatto che, essendo la nostra galassia in moto rispetto alle altre galassie, se la radiazione cosmica proviene isotropicamente dalle più remote parti dell'universo, ne consegue appunto la possibilità di un effetto siderale del tipo dell'effetto Döppler; secondo i calcoli di Vallarta, Graef e Kusaka⁽⁵⁵⁾, tale variazione siderale dovrebbe avere ampiezza dell'ordine di $0,1 \div 0,2\%$. Il problema della rivelazione di una eventuale variazione diurna siderale sovrapposta a quella diurna solare è stato affrontato da diversi autori con risultati contrastanti: Thomson⁽⁵⁶⁾, Compton e Turner⁽⁵⁷⁾ e Forbush⁽⁵⁸⁾ non ne trovano traccia al di fuori degli errori sperimentali; per contro Duperier⁽²⁹⁾, analizzando dati relativi agli anni 1941-44 (a Londra), ritiene di individuare una componente siderale di ampiezza $0,21\%$ e con il massimo alle 21^h di tempo siderale. Più recentemente Hogg⁽⁵⁹⁾, confrontando risultati ottenuti in località diverse (Hafelekar, Capetown, Canberra, Cheltenham e Huancayo) otteneva ampiezze di qualche unità su 10^4 , assai inferiori a quella osservata da Duperier e inoltre riscontrava una notevole diversità di fase che giunge fino a circa 12 ore tra emisfero nord ed emisfero sud; questo fatto potrebbe suggerire che le apparenti variazioni piuttosto che autentiche variazioni siderali, dovrebbero essere ritenute un effetto più o meno stagionale, cioè in definitiva, un effetto diurno solare.

Riprendendo i dati misurati a Cheltenham, Christchurch e Huancayo da Lange e Forbush⁽⁶⁰⁾, Elliot e Dolbear⁽²⁸⁾ hanno riscontrato la presenza di una variazione diurna siderale di ampiezza di circa $0,02\%$ con massimo intorno alle 5^h di tempo siderale locale, in buon accordo anche con le misurazioni eseguite dagli autori stessi a Manchester: la differente fase delle variazioni osservata rispetto a quella prevista per la variazione siderale, porta gli Autori a ritenere i raggi cosmici come originati all'interno della nostra galassia.

4.3.4. *La variazione semidiurna.* — Vari autori hanno anche studiato l'eventuale presenza di armoniche superiori nella variazione diurna della intensità della radiazione cosmica quale si desume direttamente dai dati sperimentali. In effetti, non si hanno risultati sufficienti a ritenere fisicamente significativa la presenza di una seconda armonica di periodo 12 ore, la cui ampiezza apparente è dell'ordine di qualche unità su 10^4 (fig. 4.10). Così Chatterjee e Bloom⁽⁶¹⁾, analizzando una serie di misure effettuate a Ottawa (settembre 1950 - luglio 1951) con camera di ionizzazione ad alta pressione, non trovano alcuna variazione semidiurna

fuori degli errori sperimentali. Per contro, Regener e Rau (⁶²) e Rau (⁶³) avevano segnalato, a 40 metri sotto il livello del lago di Costanza, una variazione semidiurna di ampiezza di circa 0,2% con massimi alle 11^h30 e alle 23^h30 di tempo locale, circa in fase con la variazione semidiurna della pressione atmosferica e Duperier (⁶⁴), a Londra, una ampiezza di 0,18% con massimi intorno alle 3^h e alle 15^h locali, circa in opposizione

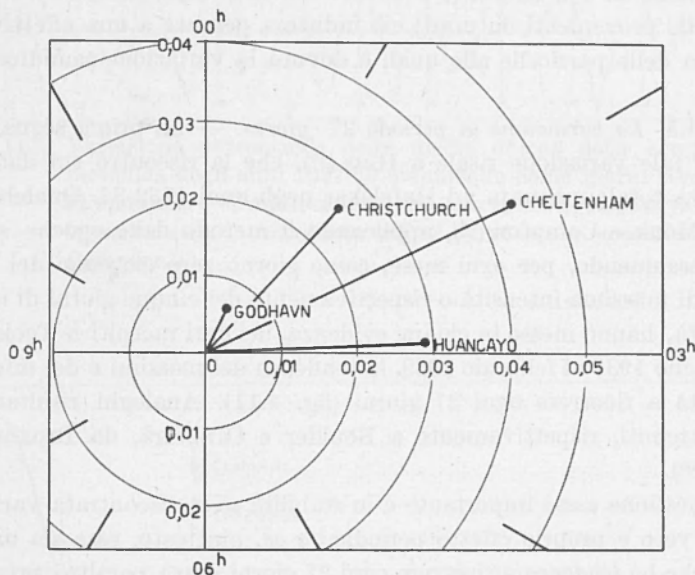


Fig. 4.10 - Ampiezza percentuale e fase della seconda armonica della variazione diurna, corretta per l'effetto di pressione (secondo Elliot).

di fase con la variazione della pressione. Ancora Rau (⁶⁵) ha trovato sulle montagne del Perù, in prossimità dell'equatore, ampiezza di ben 0,8% e fase identica a quella riscontrata sotto il lago di Costanza.

Rau (⁶⁴) ed Ehmert (⁶⁶) osservarono più o meno qualitativamente che la variazione semidiurna, in parte almeno, poteva essere attribuita a variazioni del livello di generazione dei mesoni provocate dai movimenti di marea, che hanno appunto periodo di 12 ore e che sono piuttosto rilevanti a quote dell'ordine di qualche decina di km. Tuttavia tale interpretazione non è sostenibile quantitativamente in quanto Nicolson e Sarabhai (⁶⁷) hanno mostrato che essa richiederebbe una sezione d'urto per la generazione di mesoni assai maggiore dei valori generalmente accettati.

Nel lavoro già citato, Sarabhai, Desai e Venkatesan ⁽⁶¹⁾ hanno ritenuto di riscontrare una certa correlazione della ampiezza e della fase con l'attività solare: dall'esame delle loro curve, tuttavia, la suddetta conclusione non ci appare molto attendibile.

Quanto alle eventuali differenze con la direzione di arrivo delle particelle, si trova ⁽⁶⁸⁾ che la ampiezza della variazione per particelle provenienti da sud risulta (a Manchester) circa tripla di quella dovuta a particelle provenienti da nord; ciò induce a pensare a una effettiva anisotropia delle particelle alle quali è dovuta la variazione semidiurna.

4.3.5. *La variazione di periodo 27 giorni.* — La prima segnalazione di una tale variazione risale a Hess ⁽⁶⁹⁾, che la riscontrò sui dati della intensità totale misurata ad Hafelekar negli anni 1932-34. Qualche anno dopo, Monk e Compton ⁽⁷⁰⁾, applicando il metodo delle epoche sovrapposte assumendo, per ogni mese, come giorno zero ciascuno dei cinque giorni di massima intensità o rispettivamente dei cinque giorni di minima intensità, hanno messo in chiara evidenza, nei dati raccolti a Teoloyucan dal giugno 1937 al febbraio 1939, la tendenza dei massimi e dei minimi di intensità a ricorrere ogni 27 giorni (fig. 4.11). Analoghi risultati sono stati ottenuti, rispettivamente a Boulder e Canberra, da Broxon ⁽⁷¹⁾ e Hogg ⁽³⁰⁾.

Questione assai importante è lo stabilire se la riscontrata variazione sia un vero e proprio effetto periodico o se, piuttosto, essa sia un fenomeno che ha *tendenza* a ricorrere ogni 27 giorni senza peraltro presentare ampiezza e fase ben determinati; il problema è importante soprattutto quando si voglia indagare sulla causa della variazione. Da numerose indagini ^(72, 73, 74, 75, 76, 77) è risultato che in media l'ordine di grandezza della ampiezza della variazione per la componente mesonica oscilla tra 0,1 e 0,5% negli anni di bassa e media attività solare raggiungendo punte più alte, fin oltre 2%, negli anni di maggiore attività solare (v. oltre); la fase di massimo è compresa tra due giorni prima e cinque giorni dopo rispetto al giorno di inizio (secondo la convenzione di Bartels ⁽⁷⁸⁾) di ciascuna rotazione solare. Sebbene i vari risultati siano nel complesso piuttosto concordi tra loro, tuttavia una analisi più rigorosa basata sullo studio, rotazione per rotazione, della ampiezza e della fase della variazione di 27 giorni rivela irregolarità sufficienti a far pensare solo a una tendenza a ricorrere piuttosto che a una periodicità vera e propria.

Non dissimili sono i risultati ottenuti dalle misurazioni della intensità della componente nucleonica. Questa ha una ampiezza di variazione assai grande, fino ad oltre il 10%. Nella fig. 4.12 mostriamo la autocor-

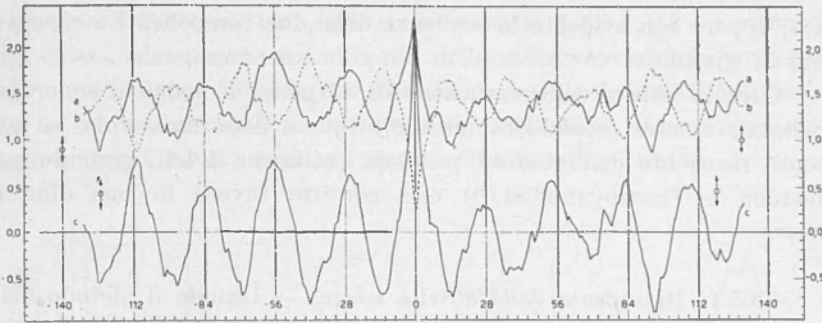


Fig. 4.11 - Variazione percentuale della media diurna della componente mesonica negli anni 1937-39 assumendo come giorni zero quelli di massima e di minima intensità (curve *a* e *b*, rispettivamente); la curva *c* dà la differenza tra le curve *b* e *a* (secondo Monk e Compton).

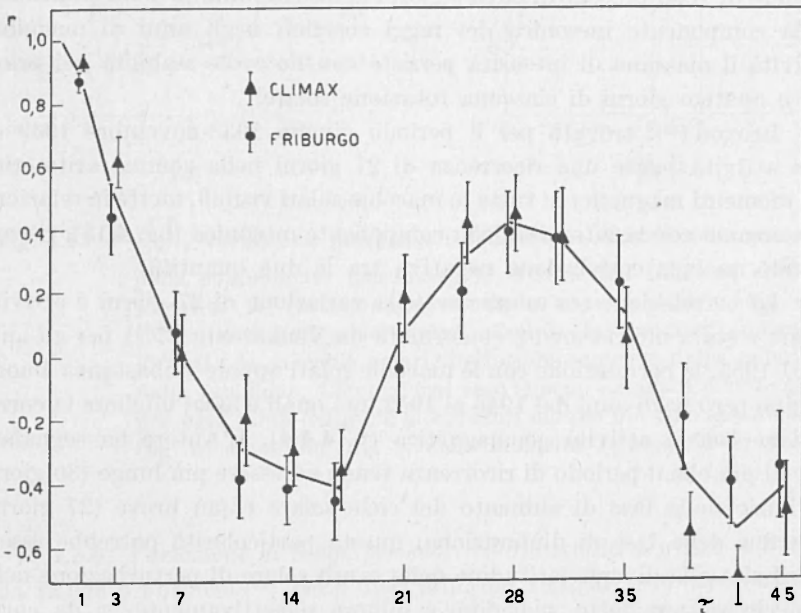


Fig. 4.12 - Andamento del coefficiente di autocorrelazione r con lo sfasamento τ in giorni, per la componente nucleonica a Climax e quella mesonica a Friburgo, per il periodo 14 luglio-17 ottobre 1951. I dati di Friburgo sono corretti per gli effetti di decadimento dei mesoni π e μ e di pressione (secondo Fonger).

relazione ⁽⁷⁹⁾ di dati relativi alla componente nucleonica e a quella mesonica; appare ben evidente la tendenza delle due componenti a ricorrere ogni 27 giorni.

Circa la natura della variazione di 27 giorni le opinioni sono contrastanti: mentre secondo Simpson ⁽⁸⁰⁾ essa è determinata da un aumento ricorrente dell'intensità primaria (v. anche 4.4.4), secondo van Heerden e Thambyahpillai ⁽⁸¹⁾ essa consiste invece in una diminuzione.

4.3.5.1. *Dipendenza dalla attività solare.* — Usando il metodo delle epoche sovrapposte, Kolhorster ⁽⁷²⁾ per primo segnalò un'apprezzabile correlazione negativa tra la variazione di 27 giorni dei raggi cosmici e l'analoga variazione del numero di Wolf. Successive ricerche hanno messo in evidenza che la ampiezza della variazione, come si è già detto, è senz'altro maggiore negli anni di maggiore attività e parecchie volte più piccola negli anni di minore attività; la variazione inoltre risulta sostanzialmente identica alle basse e medie latitudini; la fase di massimo del numero di Wolf precede di circa 6 giorni la fase di minimo della intensità *I* della componente mesonica dei raggi cosmici; negli anni di maggiore attività il massimo di intensità persiste con notevole stabilità nei primi tre o quattro giorni di ciascuna rotazione solare.

Broxon ⁽⁸²⁾, trovata per il periodo giugno 1938-novembre 1939 di alta attività solare una ricorrenza di 27 giorni nella somma aritmetica dei momenti magnetici di tutte le macchie solari visibili, mette in relazione tale somma con la intensità della componente mesonica (fig. 4.13), riscontrando analoga correlazione negativa tra le due quantità.

La correlazione tra ampiezza della variazione di 27 giorni e attività solare è stata ulteriormente confermata da Venkatesan ^(83,84) per gli anni 1937-1955: la correlazione con le macchie solari appare abbastanza buona tranne però negli anni dal 1946 al 1952, nei quali è assai migliore la correlazione con la attività geomagnetica (v. 4.4.4). L'Autore ha segnalato per di più che il periodo di ricorrenza tende ad essere più lungo (30 giorni all'inizio della fase di aumento del ciclo solare e più breve (27 giorni) alla fine della fase di diminuzione: questa particolarità potrebbe essere attribuita alla diversa latitudine della causa solare di perturbazione nelle due circostanze dette, maggiore e minore rispettivamente, sì da corrispondere in effetti a un maggiore o minore periodo di rotazione.

La variazione di 27 giorni, sia per la componente mesonica che per la componente nucleonica, è stata anche messa in relazione ⁽⁸⁵⁾, mediante il metodo delle epoche sovrapposte, alle cosiddette regioni

unipolari del Sole; per la sequenza di almeno sei rotazioni solari tra il maggio e l'ottobre 1953, già considerata in 1.5.5.1, si è riscontrata una chiara associazione tra intensità della radiazione cosmica e passaggio della regione unipolare al meridiano centrale: le intensità di ambedue le componenti sono risultate massime nel giorno di passaggio della regione unipolare al meridiano centrale del Sole (fig. 4.14).

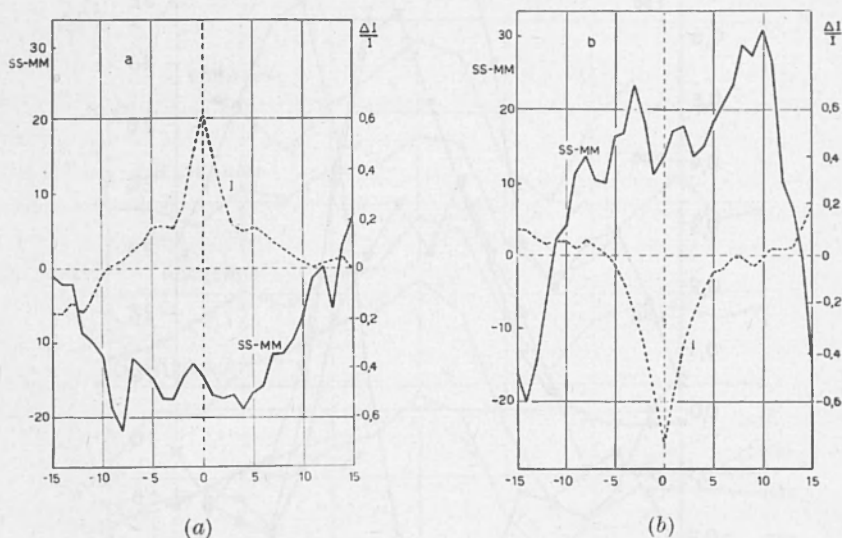


Fig. 4.13 - $\frac{\Delta I}{I}$, variazione percentuale della media diurna della intensità della componente mesonica; *SS-MM* è una funzione che rappresenta la variazione percentuale rispetto alla media della somma aritmetica dei valori assoluti dei momenti magnetici di tutte le macchie solari, indipendentemente dalla polarità e dalla posizione. Come giorni zero si sono assunti i cinque giorni per ogni mese nei quali si ebbero i cinque più rilevanti massimi (fig. a) o minimi (fig. b) della intensità *I* (secondo Broxon).

4.3.6. *Variazione di lungo periodo.* — Lo studio dei dati pubblicati da Lange e Forbush (60) per i dieci anni dal 1937 al 1946 ha consentito di individuare una variazione a lungo termine della intensità della radiazione penetrante, che appare connessa con il ciclo undecennale della attività solare: le medie annuali della intensità della radiazione cosmica e del numero di Wolf mostrano una correlazione negativa abbastanza stretta.

Successivamente, nelle analisi delle misure effettuate negli anni 1937-52 a Godhavn, Cheltenham, Huancayo e Christchurch, corrette per l'effetto barometrico e per alcuni effetti strumentali, Forbush ⁽⁸⁶⁾

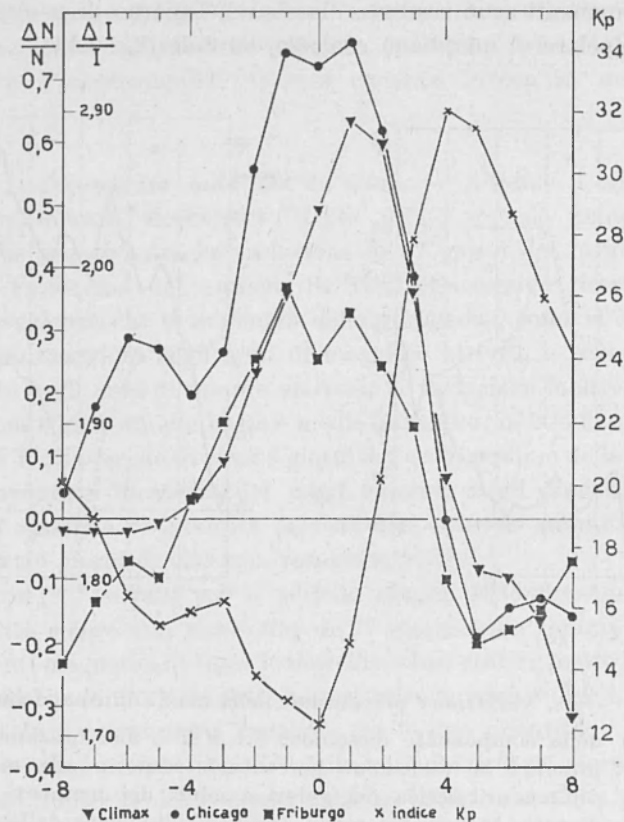


Fig. 4.14 - Variazione percentuale della media della componente nucleonica, $\frac{\Delta N}{N}$, a Climax ed a Chicago e della componente mesonica, $\frac{\Delta I}{I}$, a Friburgo; i dati sono corretti per l'effetto di pressione. Si riporta anche l'andamento dell'indice K_p . Come giorni zero si sono scelti i giorni di passaggio della regione unipolare al meridiano centrale del Sole (secondo Simpson, Babcock e Babcock).

ha ottenuto gli andamenti di fig. 4.15, dai quali appare concordemente la detta correlazione, che risulta di carattere planetario. Poichè, come si vedrà in 4.4.2, in occasione di tempeste magnetiche l'intensità della radiazione cosmica subisce spesso una diminuzione e, d'altra parte, le

tempeste sono più frequenti al massimo della attività solare, sorge il dubbio che la diminuzione osservata nella media annuale al massimo del ciclo solare possa essere dovuta alla maggiore frequenza delle diminuzioni di intensità della radiazione cosmica in tale periodo di tempo. Tuttavia, distinguendo, agli effetti del calcolo della media, i giorni internazionali magneticamente calmi e i giorni disturbati risulta che identica è la variazione secolare relativa alle due diverse condizioni; in contrasto

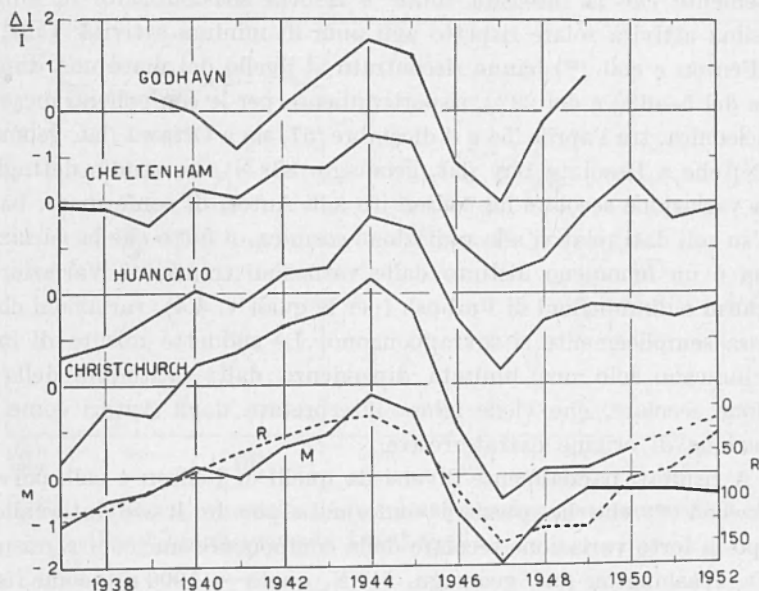


Fig. 4.15 - $\frac{\Delta I}{I}$, media annuale della variazione percentuale della componente mesonica; M , media per i quattro Osservatori; R , media annuale del numero di Wolf (secondo Forbush).

con questa conclusione si potrebbe osservare che per la minore durata delle perturbazioni geomagnetiche rispetto a quella delle diminuzioni di intensità della radiazione cosmica può accadere che i giorni internazionali calmi cadano quando è ancora in atto la diminuzione dei raggi cosmici: la reale influenza di questo effetto è comunque modesta, così da poter ritenere fisicamente significativa la variazione di lungo periodo. Si può infine escludere l'eventualità che la variazione sia di origine atmosferica, in quanto, anche volendo tener conto di una residua influenza dei fattori meteorologici eventualmente trascurati, essa non può eccedere (⁸⁷) qualche unità su mille.

Sono state anche segnalate ⁽⁸⁸⁾ variazioni di periodo di 2-3 anni, in buon accordo tra di loro in luoghi diversi, ma di significato fisico non chiaro.

Accanto a queste analisi di lunghe serie di dati, in questi ultimi anni sono state effettuate e confrontate tra loro numerose osservazioni in luoghi ed epoche diverse, relative sia alla componente mesonica che alla componente nucleonica. In generale i vari autori trovano concordemente che la intensità totale è ridotta sensibilmente in anni di massima attività solare rispetto agli anni di minima attività. Così, per es., Fenton e coll. ⁽⁸⁹⁾ hanno riscontrato al livello del mare una diminuzione del $5 \div 6\%$ e del 22% , rispettivamente per le componenti mesonica e nucleonica, tra l'aprile '54 e il dicembre '57, sia a Ottawa (lat. geomagn. 57° N) che a Resolute Bay (lat. geomagn. 83° N). Lo studio dettagliato della variazione secolare ha consentito agli Autori di confermare, basandosi su soli dati relativi alla radiazione cosmica, il fatto che la variazione stessa è un fenomeno distinto dalle variazioni transienti, variazione di 27 giorni e diminuzioni di Forbush (per le quali v. 4.4), variazioni che su di essa semplicemente si sovrappongono. Le suddette misure di intensità indicano solo una limitata dipendenza dalla latitudine della variazione secolare, che viene allora interpretata dagli Autori come una variazione di origine extraterrestre.

A risultati parzialmente diversi da quelli di Fenton e coll. perviene Lockwood ⁽⁹⁰⁾ che ha peraltro confermato per lo stesso intervallo di tempo la forte variazione secolare della componente nucleonica misurata a Mt. Washington (lat. geomagn. 51° N, quota ~ 1900 m); come risulta dalla fig. 4.16 che riporta le medie per periodi di tempo, di lunghezza variabile, entro i quali la intensità non presentava fluttuazioni apprezzabili, i risultati di Lockwood suggeriscono chiaramente la possibilità che la variazione secolare non sia lenta e graduale, ma sia piuttosto determinata da una serie di cambiamenti piuttosto bruschi seguiti da un solo parziale ritorno verso i livelli di intensità ad essi precedenti. Analoga conclusione è stata pure tratta da Morrison ⁽⁹¹⁾ sui dati della intensità relativi al periodo di attività solare crescente 1944-47.

Informazioni sull'energia minima e sullo spettro delle particelle primarie si deducono dallo studio delle intensità alle diverse latitudini; alcuni risultati sono già stati accennati, a proposito dell'effetto di latitudine. Come già si è ricordato la intensità protonica primaria risulta in media maggiore in corrispondenza alla fase di minore attività solare: mentre nel 1954 erano stati osservati nella radiazione primaria protoni di energia fino a 150 MeV (v. 4.2.2) e nel 1955 ⁽⁹²⁾ addirittura fino a

100 MeV, nel 1956 non sono state osservate particelle di energia inferiore ai 300 MeV; dall'analisi dettagliata di questi risultati, Neher arriva alla conclusione che le particelle principalmente soggette alla variazione secolare sono quelle di energia fino ad almeno $30 \div 40$ GeV; di queste lo sono soprattutto le particelle di energia più bassa. I risultati esposti si accordano nelle linee generali con quanto risulta dalla fig. 4.15; in altri termini, la intensità della radiazione cosmica primaria

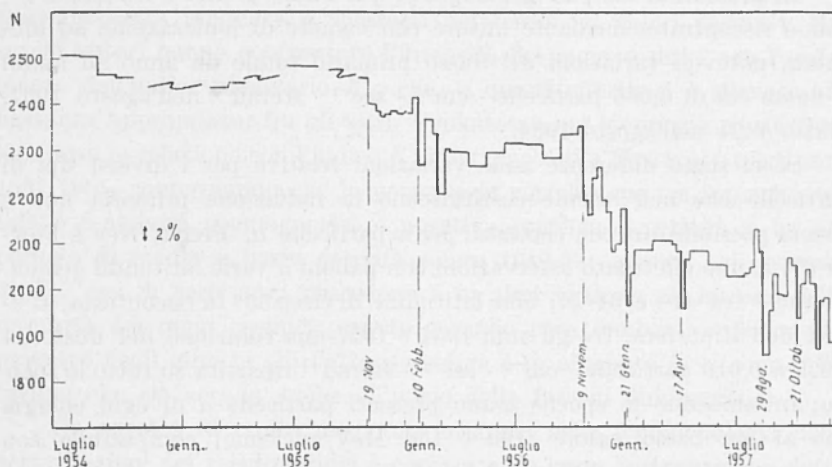


Fig. 4.16 - Media diurna della intensità della componente nucleonica a Mt. Washington (secondo Loockwood).

presenta una correlazione inversa con la attività solare. Tale correlazione non è rigorosa, allorchè si scende ai dettagli: così, per es., Neher trova alcuni casi in cui la intensità misurata nel 1956 è risultata minore di quella misurata nel 1937, nonostante che la attività solare nel 1956 fosse anch'essa minore che nel 1937; e d'altra parte, su periodi relativamente brevi di osservazione, non sempre la variazione di intensità ha carattere planetario: ad es., in alcuni casi, delle variazioni riscontrate a Thule, non sono risultate accompagnate da corrispondenti variazioni in altri luoghi.

Winckler e Peterson⁽⁹³⁾ hanno messo in evidenza una tendenza a un aumento della energia media delle particelle primarie (in accordo con la diminuzione della intensità che si ha alle basse energie) nel giugno 1957 a latitudini tra 50° e 60° N: lo spettro integrale di momento tra l'agosto-settembre 1955 e il giugno 1957 risulta variato nel senso che è più ripido al minimo di attività solare e più appiattito al massimo (l'esponente

— $\gamma + 1$ dello spettro integrale verso il limite inferiore varia da 0,36 a 0,12 (rispettivamente). Ciò si accorda con quanto trovato anche da Meyer e Simpson⁽⁹⁴⁾, i quali, per particelle primarie di rigidità non superiore a $4 \cdot 10^9$ volt, hanno attribuito, per gli anni 1948, 1951-54 e 1956 all'esponente γ dello spettro differenziale i valori 2, 2,7 e 2,5 rispettivamente: il valore massimo $\gamma = 2,7$ si riscontra appunto alla fase di minima attività solare.

In prossimità del polo geomagnetico, a Thule, Neher e Anderson⁽⁹⁵⁾ hanno riscontrato, mediante misure con camere di ionizzazione ad alta quota, notevoli variazioni del flusso primario totale da anno ad anno: il flusso era di 0,056 particelle $\cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{sterad}^{-1}$ nell'agosto 1957, contro 0,24 nell'agosto 1954.

Se ci siano differenze nelle variazioni relative per i diversi tipi di particelle che nell'insieme costituiscono la radiazione primaria non è ancora possibile dire con certezza; per le particelle α , Freier, Ney e Fowler⁽⁹⁶⁾ hanno effettuato osservazioni con palloni a varie latitudini geomagnetiche tra 41° e 61°N ; alla latitudine di circa 55° fu riscontrata, ai limiti dell'atmosfera, tra gli anni 1954 e 1957 una riduzione del flusso da 0,029 a 0,016 particelle $\cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{sterad}^{-1}$ ripartita su tutto lo spettro; in ambedue le epoche erano presenti particelle α di ogni energia fino al più basso valore ($100 \div 150$ MeV/nucleone) compatibile con lo spessore residuo di atmosfera al disopra della quota di osservazione; nell'anno 1954, al minimo di attività solare, lo spettro differenziale presentava inoltre un netto massimo in corrispondenza all'energia di 300 MeV/nucleone.

L'esistenza di una variazione secolare della intensità della radiazione cosmica in relazione al ciclo della attività solare, può ritenersi senz'altro assodata; tuttavia nulla di sicuro può dirsi circa il meccanismo che la provoca. Torneremo sulla questione al cap. 6.

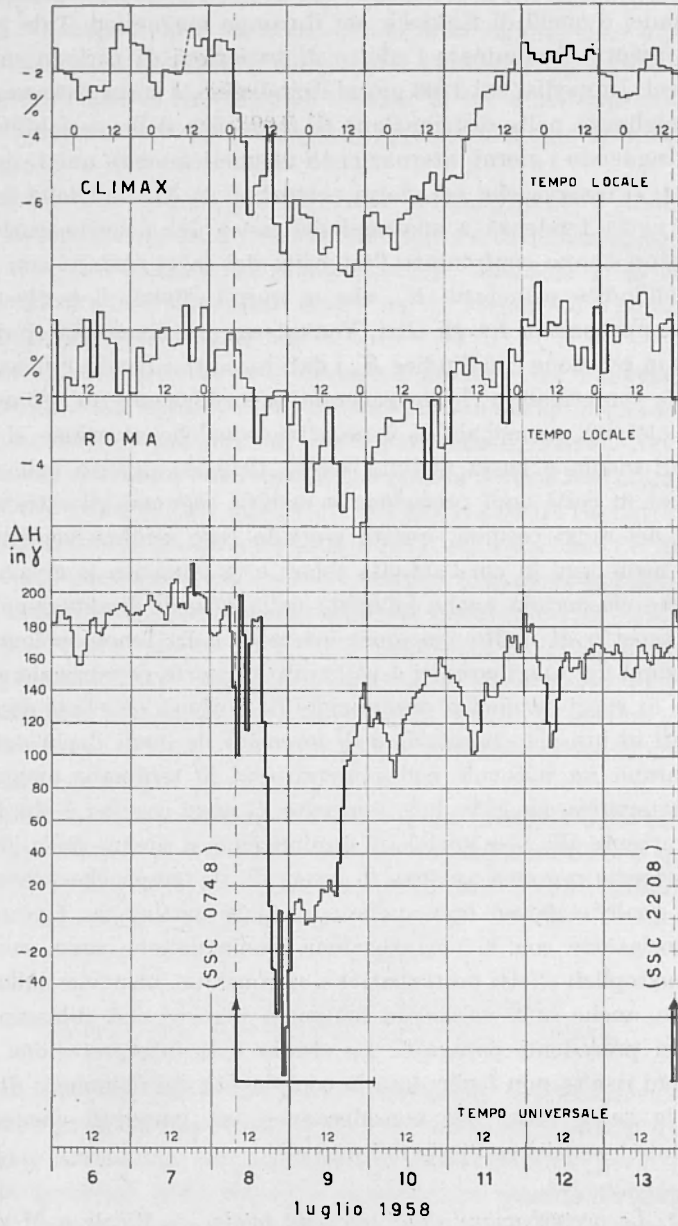
4.4. Perturbazioni dei raggi cosmici in relazione alla attività magnetica e solare.

4.4.1. Già uno studio piuttosto superficiale dell'andamento temporale della intensità dei raggi cosmici ne mette in evidenza una certa correlazione (negativa) con l'andamento della attività geomagnetica: appare la tendenza della intensità a diminuire quando l'attività geomagnetica tende a crescere e viceversa. Miyazaki e Wada⁽⁹⁷⁾ hanno posto in relazione tra loro la « variabilità » VI dei raggi cosmici, definita come differenza tra la media giornaliera e la media corrente a 27 giorni,

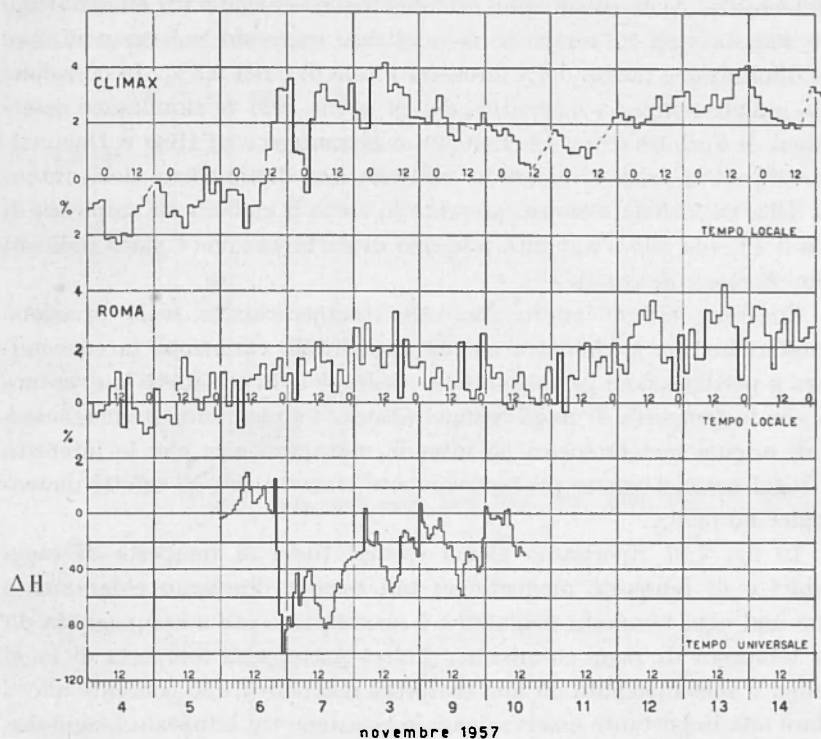
e la analoga variabilità VH della componente orizzontale del campo magnetico terrestre per gli anni 1937-46 usando i dati di Huancayo per i raggi cosmici e quelli di Kakioka per il campo magnetico. Tale procedimento consente di eliminare l'effetto di variazioni di periodo superiore ai 27 giorni. In media, sui 3400 giorni di indagine, è stata riscontrata una netta simiglianza nella distribuzione di frequenza delle variabilità VI e VH ; distinguendo i giorni internazionali magneticamente quieti da quelli disturbati, si osserva che nei giorni perturbati la distribuzione della VI presenta netta tendenza a spostarsi nel senso dei valori negativi. Parecchi autori hanno confrontato l'intensità dei raggi cosmici con l'andamento dell'indice planetario K_p , che, a questi effetti, si è rilevato abbastanza appropriato; fra gli altri, Venkatesan nei lavori già citati (^{83,84}) ha messo in relazione con l'indice K_p i dati raccolti a Huancayo negli anni 1937-1955, confermando che in generale la correlazione tra intensità totale I e attività geomagnetica è negativa; qualche eccezione si ha nel periodo di media e bassa attività solare 1949-54; quanto agli estremi di K_p , essi in certi anni precedono e in altri seguono gli estremi della intensità dei raggi cosmici; questo secondo caso sembra verificarsi soprattutto negli anni in cui l'attività solare è in aumento (e ci sono indicazioni che ciò accada anche all'inizio della fase di diminuzione).

Un aspetto di molto maggiore interesse nella fenomenologia delle perturbazioni dei raggi cosmici è costituito da certe perturbazioni, dette tempeste di raggi cosmici o diminuzioni di Forbush (*Forbush decreases*), consistenti in brusche diminuzioni di intensità, le quali il più delle volte presentano un notevole collegamento con le tempeste magnetiche. Una caratteristica generale delle tempeste di raggi cosmici è che in esse, successivamente alla fase iniziale di diminuzione, il ritorno della intensità al livello medio normale avviene in intervalli di tempo che possono variare da qualche giorno fino anche a qualche settimana. Le modalità della associazione con le perturbazioni geomagnetiche sono, come vedremo, molteplici; effetti perturbativi si riscontrano, oltre che sulla intensità totale, anche sulle variazioni temporali regolari che abbiamo considerato nei precedenti paragrafi. Lo studio e la interpretazione di tali associazioni risulta non facile data la complessità dei fenomeni; di conseguenza, le suddivisioni che considereremo nei paragrafi che seguono sono dettate essenzialmente da fini pratici.

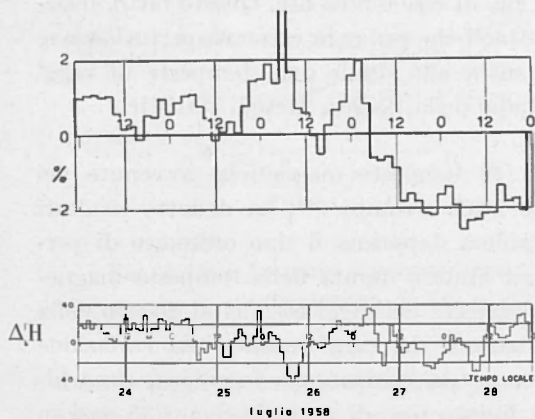
4.4.2. Le perturbazioni sulla intensità totale. — Risale a Messerschmidt (⁸⁸) la prima osservazione sperimentale: egli riscontrava ad Halle, nel 1931, una diminuzione di circa 1% nella intensità totale della radia-



(a)



(b)



(c)

Fig. 4.17 - Esempi di associazione (caso *a*) e non associazione tra tempeste di raggi cosmici (registrate sulla componente nucleonica a Roma e Climax) e tempeste magnetiche (registrate a Gilmanna e L'Aquila). Nel caso *b* si ha solo la tempesta magnetica; nel caso *c* solo la diminuzione di Forbush.

zione cosmica, in corrispondenza a una perturbazione del campo magnetico terrestre. Nello stesso anno Steinmaurer e Graziadei ⁽⁹⁹⁾ effettuavano una statistica su 17 tempeste magnetiche, trovando nel corso di esse una diminuzione media della intensità totale di circa 0,3%. In occasione della grande tempesta magnetica del 24 aprile 1937 le simultanee osservazioni di Forbush ⁽¹⁰⁰⁾ a Cheltenham e Huancayo e di Hess e Demelmair ⁽¹⁰¹⁾ ad Hafelekar misero in evidenza una diminuzione della intensità della radiazione cosmica, presente in tutto il globo, e di ampiezza di circa il 4% (da allora appunto tale tipo di perturbazione è stata indicata come *Forbush decrease*).

Conviene notare subito che nella temperatura e nella pressione atmosferiche non si riscontra alcuna percettibile variazione in concomitanza a perturbazioni geomagnetiche, cosicchè è da escludere la eventualità che la tempesta di raggi cosmici associata a una tempesta magnetica sia di origine meteorologica (si intende, naturalmente, che le intensità dei raggi cosmici vanno preventivamente corrette per gli effetti meteorologici normali).

In fig. 4.17 riportiamo alcuni esempi tipici di tempeste di raggi cosmici e di tempeste magnetiche; tali esempi illustrano chiaramente come non ogni tempesta magnetica è necessariamente accompagnata da una tempesta di raggi cosmici nè, d'altra parte, ogni tempesta di raggi cosmici è accompagnata da una tempesta magnetica. Ciò consente allora di fare una importante osservazione: la relazione tra tempesta magnetica e tempesta di raggi cosmici va considerata una *associazione* e non una stretta *interdipendenza*, in quanto se spesso l'una e l'altra coesistono, si hanno anche casi in cui solo una di esse è presente. Questo fatto, insieme alla sensibile diversità di dettagli che presenta ciascuna perturbazione rende indispensabile applicare anche allo studio delle tempeste di raggi cosmici, almeno in un primo stadio della ricerca, metodi statistici.

4.4.2.1. Da uno studio di 42 tempeste magnetiche avvenute nel periodo gennaio 1949-dicembre 1951, Trumphy ⁽¹⁰²⁾ ha dedotto risultati di notevole interesse. Egli considera dapprima il tipo ordinario di perturbazione durante la quale, per l'intera durata della tempesta magnetica, si ha una diminuzione di intensità dei raggi cosmici al disotto della media, e constata nella perturbazione dei raggi cosmici una variazione diurna con minimo e massimo, per la componente mesonica, circa alle 1^h e 9^h di tempo locale. In questo tipo di perturbazione (35 casi su 42 tempeste) appare una certa connessione, peraltro non esprimibile in rigorosi termini quantitativi, tra diminuzione di intensità dei raggi cosmici

a Bergen e intensità della tempesta magnetica: la variazione integrale di intensità dei raggi cosmici, misurata dalla quantità $\int |\Delta R| dt$, ove ΔR è la variazione istantanea rispetto alla media e l'integrale è esteso alla

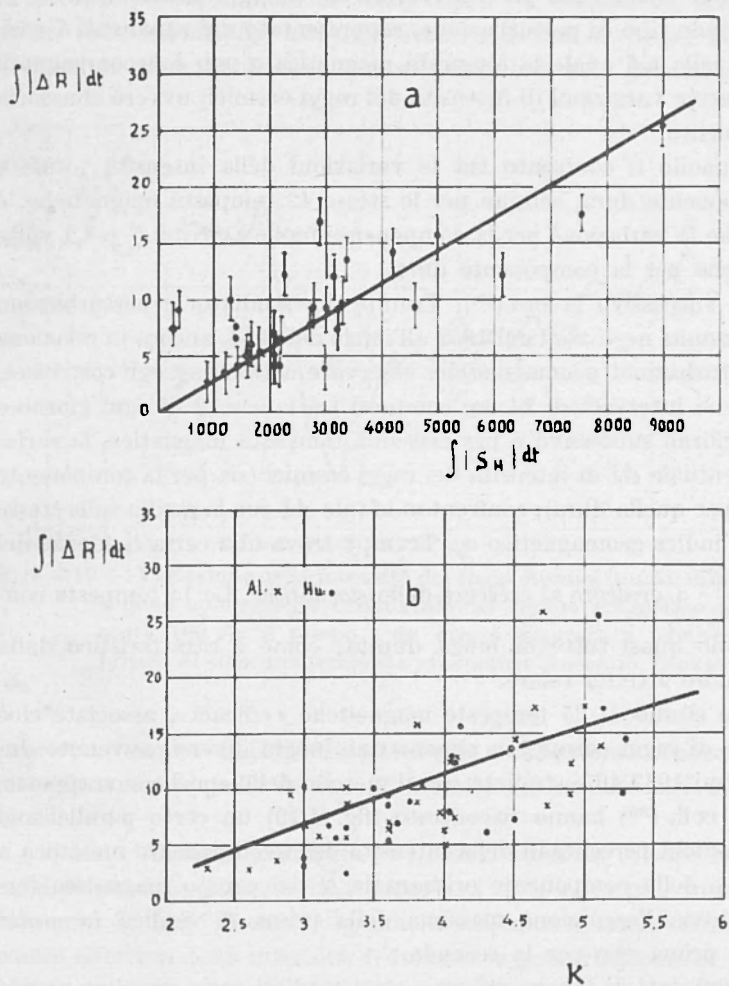


Fig. 4.18 - Le unità di misura sono: sulle ordinate per cento · ora; sulle ascisse di fig. a gamma · ora (secondo Trumphy).

durata totale della perturbazione, presenta (fig. 4.18 a) una certa relazione di linearità rispetto alla quantità $\int |S_H| dt$, nella quale S_H rappresenta la corrispondente variazione istantanea della componente orizzontale H del campo magnetico terrestre misurata a Dombas (lat. geo-

magn. $62^{\circ},3$ N), in prossimità della zona aurorale; in effetti il coefficiente di correlazione ($r = 0,52$) tra le due quantità è piuttosto basso; nella fig. 4.18 *b* invece la quantità $\int |\Delta R| dt$ è riportata in funzione dei valori degli indici K triorari per gli Osservatori di Alibag e Huancayo.

Il secondo tipo di perturbazione, rappresentato dai rimanenti 7 casi, è invece quello nel quale la tempesta magnetica o non è accompagnata da significative variazioni di intensità dei raggi cosmici, ovvero si associa ad un aumento.

Effettuando il confronto tra le variazioni della intensità totale e della componente dura, sempre per le stesse 42 tempeste magnetiche, è risultato che la variazione per la componente molle è circa $2,5 \pm 1,1$ volte maggiore che per la componente dura.

In un successivo lavoro ⁽¹⁰³⁾, Trumpy ha studiato le perturbazioni dei raggi cosmici negli anni dal 1952 all'inizio del 1954, ancora in relazione con le perturbazioni geomagnetiche osservate a Dombas: egli costruisce, per successivi intervalli di 24 ore compresi tra le ore 12 di ogni giorno e le 12 del giorno successivo e per ciascuna tempesta magnetica, la variazione percentuale ΔI di intensità dei raggi cosmici (sia per la componente molle che per quella dura); confrontando tale ΔI con la media sulle stesse 24 ore dell'indice geomagnetico a_p , Trumpy trova una certa tendenza del rapporto $\frac{\Delta I}{a_p}$ a crescere al crescere dello *storm-time*. Le 14 tempeste considerate sono quasi tutte di lunga durata, come è caratteristico dalla fase di minore attività solare.

In uno studio di 25 tempeste magnetiche « efficaci », associate cioè a tempeste di raggi cosmici in almeno due luoghi diversi, avvenute durante gli anni 1937-46 e studiate con il metodo delle epoche sovrapposte, Glokova e coll. ⁽¹⁰⁴⁾ hanno riscontrato (fig. 4.19) un certo parallelismo tra le variazioni percentuali della intensità della componente mesonica a Huancayo e della componente orizzontale H del campo magnetico terrestre; tuttavia l'escursione massima della prima si verifica *in media* alcune ore prima che per la seconda.

Gli stessi dati di Huancayo sono stati studiati sotto un altro profilo da Sekido e coll. ⁽¹⁰⁵⁾, i quali hanno classificato le tempeste magnetiche, a seconda del loro effetto sui raggi cosmici, nei due tipi S ed M : precisamente appartengono al tipo S quelle tempeste per le quali, nel giorno di inizio o entro i due successivi, avviene che la intensità media diurna della radiazione cosmica a Huancayo, corretta per l'effetto di pressione, risulta inferiore di almeno $0,7\%$ alla media corrente a 27 giorni; sono invece di tipo M tutte le altre tempeste magnetiche. Le tempeste di tipo S ,

a differenza di quelle di tipo *M*, appaiono notevolmente correlate (fig. 4.20) con il passaggio di grossi gruppi di macchie solari al meridiano centrale del Sole; inoltre, nel corso del ciclo solare, le prime variano più o meno in accordo con il numero di Wolf, mentre le seconde ne sono praticamente indipendenti (fig. 4.21). Le tempeste di tipo *S*, che per la loro stessa definizione sono quelle che hanno nessuna o solo debole tendenza a

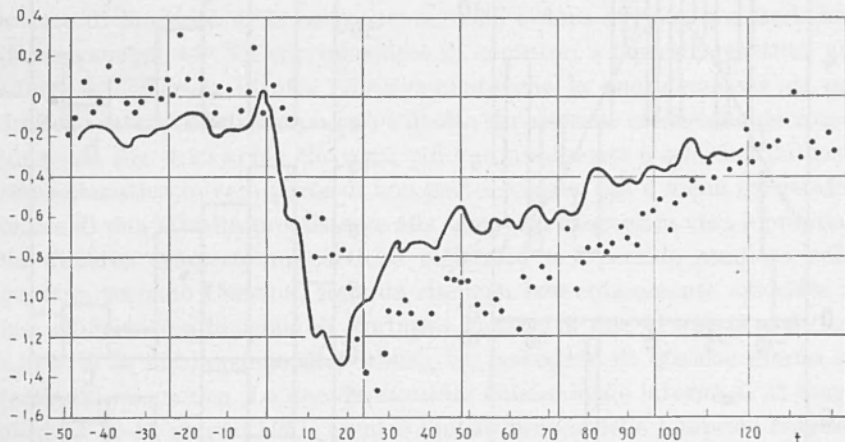


Fig. 4.19 - Variazione della intensità dei raggi cosmici (punti; in percentuale) e della componente orizzontale del campo magnetico terrestre (in unità 100γ); il tempo *t*, in ore, è misurato a partire dall'inizio brusco di ciascuna tempesta magnetica (secondo Glokova e coll.).

ricorrere, vengono dagli Autori attribuite a radiazione corpuscolare dalle macchie solari e quelle di tipo *M* a emissione corpuscolare delle regioni *M* del Sole.

Sekido, Yoshida e Kamiya (¹⁰⁶) hanno studiato diverse tempeste di raggi cosmici applicando una procedura atta a meglio individuare il momento di inizio di una tempesta; essi eliminano dalla variazione temporale effettiva della intensità *I* durante la perturbazione la variazione diurna regolare e la variazione, pure di tipo locale, di periodo superiore alle 24 ore e con tutta probabilità determinata da effetti atmosferici; rimane in tal modo individuata una variazione di perturbazione *f*, che gli Autori suggeriscono di chiamare variazione *D_{st}*. Lo studio della variazione *f* per singole diminuzioni di Forbush suggerisce di porre l'inizio della tempesta di raggi cosmici piuttosto in corrispondenza dell'inizio della fase principale della tempesta magnetica che dell'inizio brusco.

4.4.2.2. Allorchè dall'analisi delle caratteristiche « medie » della associazione tra tempeste magnetiche e dei raggi cosmici si passa a quella degli eventi singoli la fenomenologia diviene assai complessa; in parti-

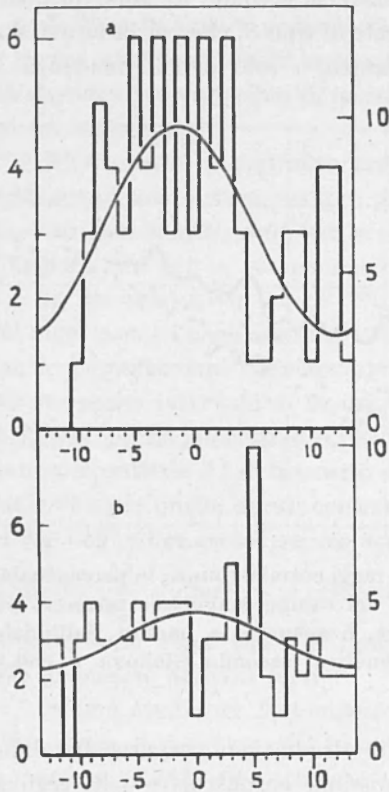


Fig. 4.20 - Numero dei passaggi al meridiano centrale di grossi gruppi di macchie solari, assumendo come giorno zero quello di inizio di tempeste magnetiche di tipo *S* (nella parte superiore) o di tipo *M* (nella parte inferiore). Le linee sinusoidali rappresentano la prima armonica della variazione di 27 giorni (secondo Sekido, Wada, Kondoh e Kawabata).

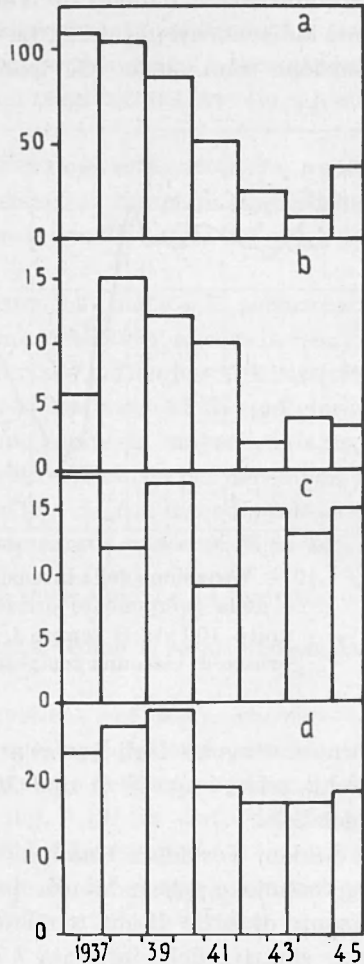


Fig. 4.21 - Variazione secolare del numero di Wolf (fig. *a*), del numero di tempeste magnetiche di tipo *S* e *M* (figg. *b* e *c* rispettivamente) e della somma di queste (fig. *d*), per gruppi di 20 rotazioni solari nel periodo 1936-45 (secondo Sekido, Wada, Kondoh e Kawabata).

colare, mentre l'individuazione di una tempesta magnetica è il più delle volte sufficientemente sicura, non altrettanto può dirsi di una tempesta di raggi cosmici. Per questi si pone il problema di stabilire con sufficiente attendibilità quando una variazione di intensità rientra nella categoria delle tempeste; a tale scopo, può essere utile estendere convenientemente l'intervallo di tempo preso in esame. In tale ordine di idee, Chasson (¹⁰⁷) ha studiato per i mesi da novembre 1950 a luglio 1951 l'andamento delle misure di intensità delle componenti molle e dura effettuate a Berkeley (lat. geomagn. 44° N), con telescopio di contatori e corrette per tutti gli effetti atmosferici. Risulta effettivamente che la considerazione di un limitato intervallo di tempo può talvolta far ritenere erroneamente come tempesta (fig. 4.22 *a*) ciò che assai più verosimilmente è solo una fluttuazione statistica ovvero parte di una perturbazione più o meno irregolare, indice di una attività preesistente alla tempesta magnetica vera e propria. Su diciotto tempeste magnetiche registrate nel periodo studiato solo quattro, secondo Chasson, sono da ritenersi ben chiaramente associate a una effettiva diminuzione di Forbush; inoltre, in due di questi casi (fig. 4.22 *b, c*) la diminuzione di Forbush ha preceduto di qualche giorno la tempesta magnetica. Le due diminuzioni ebbero inizio intorno al 23 maggio e al 10-11 giugno 1951, mentre l'inizio brusco delle tempeste magnetiche si ebbe nel pomeriggio del 25 maggio e del 17 giugno rispettivamente.

Ramaswamy e Chatterjee (¹⁰⁸) hanno studiato per il periodo febbraio-maggio 1951 le misure ottenute da Chatterjee e Bloom (⁹¹) a Ottawa mediante camera di ionizzazione, corrette per l'effetto di pressione. Gli Autori esaminano le deviazioni percentuali giornaliere dal livello medio in relazione alle 7 tempeste magnetiche avvenute nel periodo considerato; i risultati sono notevolmente diversi di quelli di Chasson, in quanto ben 4 delle 7 tempeste risultano con tutta probabilità associate a una tempesta di raggi cosmici; si noti che nessuna di queste 4 associazioni coincide con quelle indicate da Chasson. Le discordanze qui riscontrate tra i risultati di Chasson e quelli di Ramaswamy e Chatterjee vanno con tutta probabilità attribuite al diverso modo di analizzare i dati sperimentali; tra i due modi quello degli ultimi Autori appare il più atto a individuare una tempesta di raggi cosmici; ritorneremo su questo punto in 4.4.2.6.

4.4.2.3. Un preabbassamento anteriore allo sviluppo della tempesta magnetica non è un evento eccezionale: già Duperier e McCaig (¹⁰⁹) avevano osservato, in occasione della tempesta magnetica del 6 febbraio 1946, la presenza di un preabbassamento.

È stata cercata una relazione tra preabbassamenti e qualche specifica manifestazione di attività geomagnetica e solare; Legrand ⁽¹¹⁰⁾ ha segnalato, relativamente al periodo 12 aprile 1957-31 marzo 1958, parecchi casi di preabbassamenti caratterizzati da diminuzione di $1 \div 3\%$ di

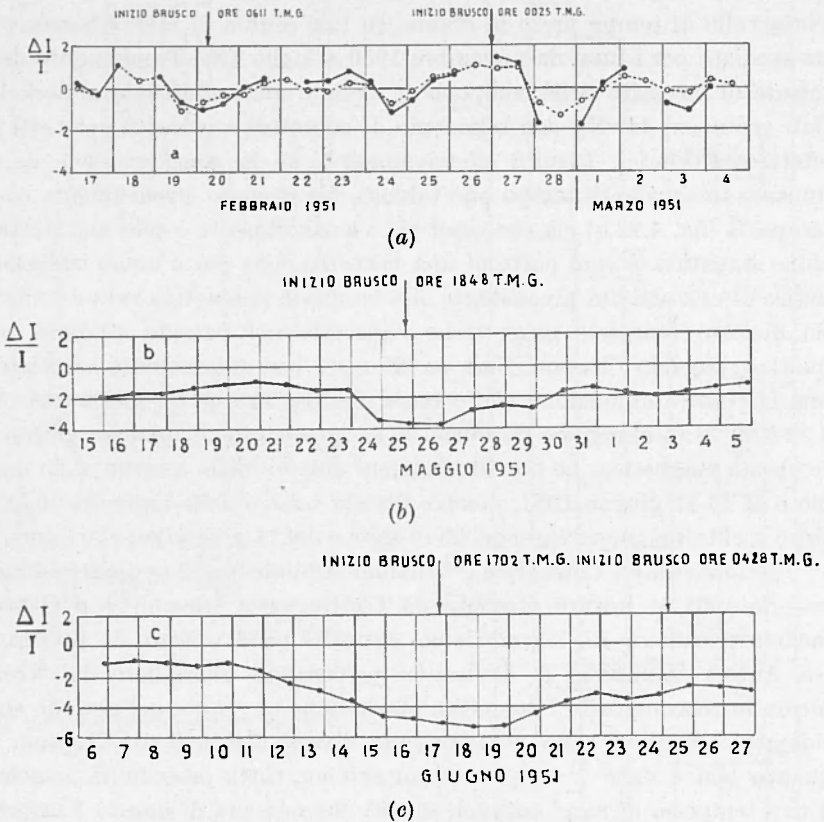


Fig. 4.22 - $\frac{\Delta I}{I}$, variazione percentuale della intensità rispetto alla media, corretta per l'effetto di pressione. In *a* la curva continua è corretta anche per l'effetto di temperatura (secondo Chasson).

intensità da tre a cinque giorni prima dell'inizio di tempeste magnetiche e generalmente anteriori di $1 \div 2$ giorni ai brillamenti solari. Secondo l'Autore l'inizio del preabbassamento coincide o precede di $1 \div 2$ giorni la apparizione di attività radioelettrica del Sole; i preabbassamenti, anche quando non sono seguiti da alcuna perturbazione geomagnetica, sono tuttavia risultati sempre associati, nel modo sopra detto, ad una qualche manifestazione di attività solare sia ottica che radioelettrica. È

pure da notare che in tutto l'intervallo studiato non si sono riscontrati altri fenomeni solari seguiti da *forte* tempesta magnetica al di fuori di quelli associati a preabbassamenti e a tempeste di raggi cosmici.

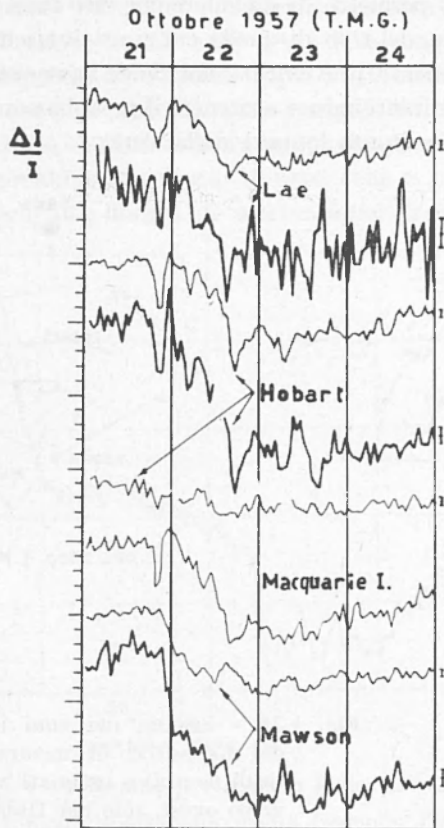


Fig. 4.23 - $\frac{\Delta I}{I}$, variazione percentuale rispetto alla media per la componente nucleonica (linee spesse) e mesonica (linee sottili). La linea sottile inferiore per Hobart si riferisce alla componente mesonica sotto 40 metri equivalenti di acqua. Per ciascuna curva è indicato l'errore standard σ sulle medie orarie. Ciascuna divisione della scala vale 1% (secondo McCracken e Parson).

Un interessante caso di preabbassamento solo qualche ora prima dell'inizio di una tempesta è stato segnalato da McCracken e Parson⁽¹¹⁾, nei giorni 21 ÷ 24 ottobre 1957. Le osservazioni sono state effettuate a Lae, Hobart, Macquarie I. e Mawson (fig. 4.23); a Hobart, dove si effettuavano misurazioni nelle direzioni da est a da ovest, il preabbas-

samento è stato ottenuto prima nella direzione da est e poi in quella da ovest; a Mawson invece non si è avuto alcun preabbassamento. Il fatto che il preabbassamento ha preceduto di varie ore l'inizio brusco della tempesta magnetica permette di escludere che esso fosse associato a radiazione corpuscolare, del tipo di quella cui si attribuiscono le tempeste magnetiche, direttamente proveniente dal Sole; l'assenza di altri fenomeni geofisici concomitanti induce a ritenere il preabbassamento originato da qualche causa abbastanza lontana dalla Terra.

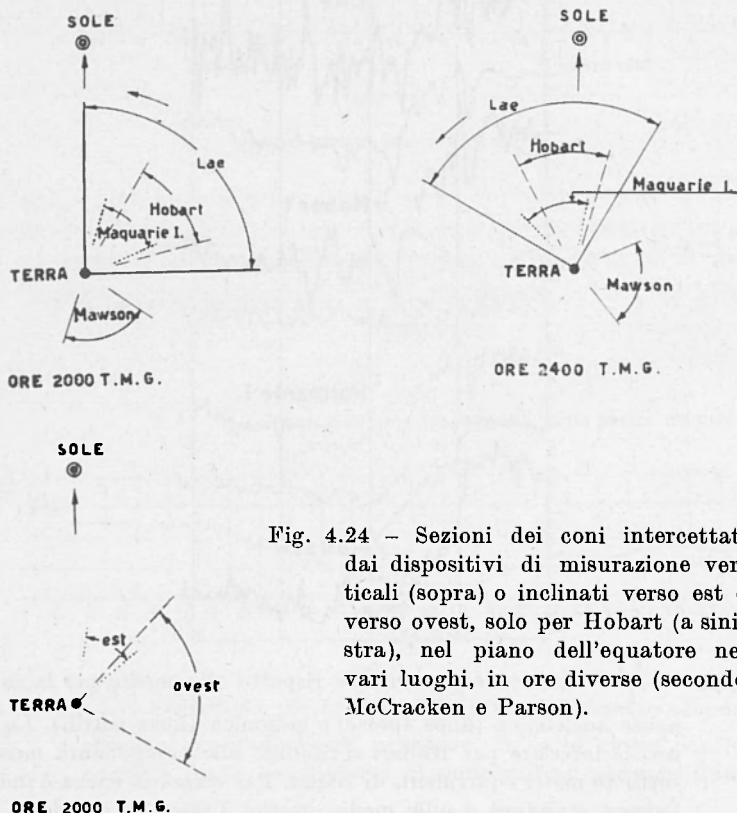


Fig. 4.24 - Sezioni dei coni intercettati dai dispositivi di misurazione verticali (sopra) o inclinati verso est e verso ovest, solo per Hobart (a sinistra), nel piano dell'equatore nei vari luoghi, in ore diverse (secondo McCracken e Parson).

In effetti, il 21 ottobre si ebbero a Thule un *polar black-out* iniziatosi alle 1130 T.M.G. e a College un *cosmic noise absorption* iniziatosi alle 0700 T.M.G.; come si è visto in 3.6.4.2 il *polar black-out* viene attribuito a radiazione corpuscolare di energia dell'ordine dei 100 MeV. Il notevole anticipo di tali fenomeni rispetto al preabbassamento induce comunque a ritenerli di origine senz'altro distinta da quella del preabbassamento stesso.

Se si tiene conto dell'angolo solido intercettato da ciascun dispositivo di misurazione (fig. 4.24) sembra di poter attribuire il preabbassamento ad una riduzione anisotropa di intensità primaria in un angolo solido la cui sezione col piano equatoriale terrestre giace nel quadrante contenente le direzioni tra 45° e 90° a est della congiungente Terra-Sole. La validità dell'ipotesi di una anisotropia è confermata dalla successione temporale con cui il preabbassamento compare nei vari luoghi di osservazione, successione che è in accordo con quella prevedibile; in particolare la assenza di preabbassamento a Mawson (che è situata circa 90° più a occidente degli altri luoghi di osservazione) appare come un chiaro

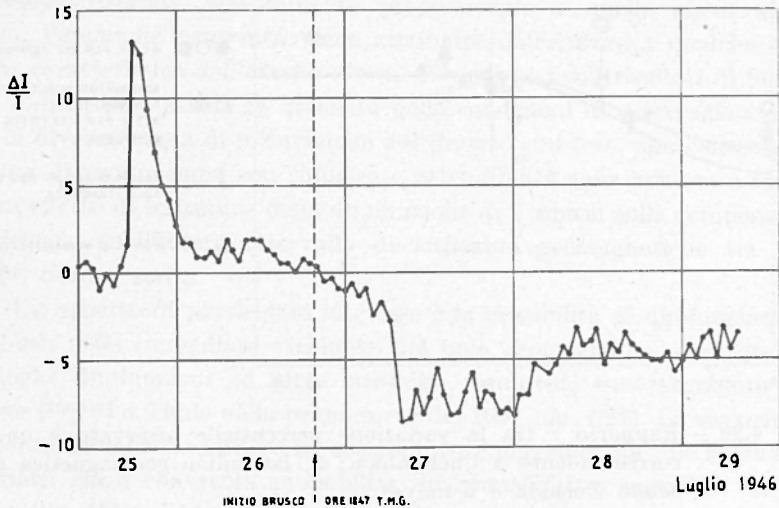


Fig. 4.25 - $\frac{\Delta I}{I}$, variazione percentuale della intensità della componente mesonica rispetto alla media (secondo Dolbear e Elliot).

effetto di longitudine, in quanto, allorché il dispositivo di misurazione sarebbe interessato al preabbassamento stesso, la diminuzione di Forbush ormai in atto lo maschera completamente.

4.4.2.4. I casi di simultaneità e di anticipo delle perturbazioni della intensità dei raggi cosmici rispetto alle perturbazioni geomagnetiche non esauriscono la casistica in quanto si hanno, come già si è accennato, casi di totale assenza dell'una o dell'altra perturbazione come pure casi di ritardata diminuzione dei raggi cosmici rispetto alla perturbazione magnetica. È tipico il caso di diminuzione ritardata osservata da Dolbear e Elliot⁽¹¹²⁾ in occasione della tempesta magnetica del 26 luglio 1946 (fig. 4.25), nella quale la intensità dei raggi cosmici a Manchester subi

una rapida diminuzione di circa 8% parecchie ore dopo l'inizio brusco della tempesta magnetica.

4.4.2.5. Vari autori hanno cercato di mettere in evidenza la eventuale dipendenza delle caratteristiche delle tempeste di raggi cosmici dalle coordinate geografiche o, meglio, geomagnetiche; in particolare, Yoshida e Kamiya (¹¹³) hanno studiato per 13 tempeste magnetiche la

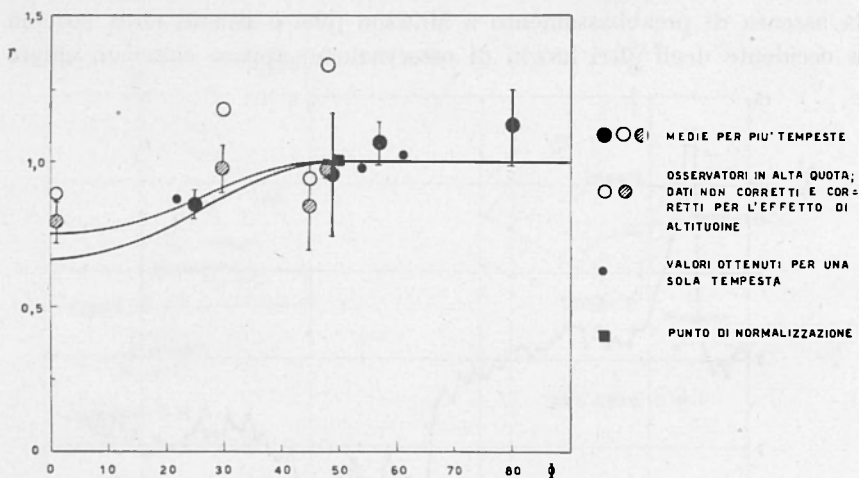


Fig. 4.26 - Rapporto r tra la variazione percentuale osservata e quella corrispondente a Cheltenham; Φ , latitudine geomagnetica (secondo Yoshida e Kamiya).

correlazione tra la variazione della media diurna della intensità della radiazione ionizzante nel giorno di massima intensità della tempesta magnetica con quella registrata a Cheltenham, presa come unità di misura, per diversi Osservatori a latitudine diversa. Risulta un effetto di latitudine (fig. 4.26) tra 0° e $45^\circ \div 50^\circ$; a latitudini superiori i dati sperimentali non sembrano sufficienti per affermare, come invece gli Autori fanno, la scomparsa dell'effetto.

Quanto alla componente nucleonica, che come già si è detto è praticamente insensibile all'effetto di temperatura, Simpson (⁸⁰) ha trovato una sensibile costanza della variazione percentuale tra le latitudini geomagnetiche di 45° e 60° N, sotto spessore di 312 g/cm^2 , durante parecchie diminuzioni di Forbush osservate nella primavera e nell'estate del 1951.

Recentemente, il 4 agosto 1957, in occasione di una diminuzione di Forbush occorsa durante un volo da Tokyo a Hobart lungo il meridiano 145° E, durante il quale veniva misurata la intensità della componente nucleonica sotto uno spessore di 475 g/cm^2 , Storey (¹¹⁴) ha osservato che tra le latitudini geomagnetiche 14° e 45° sud (lat. geografiche 5° e 36° sud), l'ampiezza percentuale della diminuzione non ha mostrato alcuna variazione con la latitudine; al livello del suolo invece, l'effetto di latitudine era netto in quanto a una diminuzione del 2% a Lae (lat. geomagn. 16° S) ne corrispondeva una di circa $5,5\%$ a Hobart (lat. geomagn. 52° S). A priori, nelle condizioni di misurazione la intensità nucleonica in quota dovrebbe risultare sensibilmente proporzionale a quella misurata al suolo; l'anomalia osservata viene attribuita dall'Autore a qualche specifica caratteristica dell'evento stesso. Comunque i soli risultati di Simpson e di Storey, stante la diversità delle condizioni di osservazione, tra cui la diversa quota di misurazione e il diverso emisfero, non consentono ancora di pronunciarsi con sufficiente attendibilità sulla assenza o meno di un effetto di latitudine della diminuzione di Forbush sulla componente nucleonica (nell'intero intervallo di latitudini geomagnetiche tra 14° e 60° , nord e sud).

Un aspetto di particolare interesse è la possibilità di diminuzioni di Forbush nelle immediate vicinanze del polo geomagnetico associate ed analoghe diminuzioni ad altre latitudini, come nel caso segnalato da Singer (¹¹⁵, ¹¹⁶) a Thule nella prima metà del 1951 (fig. 4.27). La variazione percentuale della intensità è ivi sensibilmente maggiore che alle latitudini inferiori: ciò è con tutta probabilità dovuto al fatto, segnalato da Åstrom (¹¹⁷), che per la forma stessa del campo magnetico terrestre si viene ad avere in prossimità del polo un notevole effetto di focalizzazione delle particelle provenienti dall'esterno; si può anzi aggiungere che, proprio in conseguenza di questa focalizzazione della radiazione cosmica primaria, le sue perturbazioni osservate nelle zone centrate sul polo geomagnetico possono risultare meglio delineate che a latitudini inferiori e quindi portare a migliori informazioni sullo stato fisico dello spazio interplanetario anche a distanza superiore a quella, dell'ordine di qualche decina di raggi terrestri, alla quale la focalizzazione stessa comincia a manifestarsi.

Altre osservazioni di diminuzioni di Forbush a latitudini elevate sono dovute a Graham e Forbush (¹¹⁸) sia a Godhavn (lat. geomagn. 80° N) che a Thule, in concomitanza con la tempesta magnetica del 26 luglio 1946, seguita al brillamento avvenuto il giorno precedente (v. 4.5.1); la riduzione percentuale massima di intensità della componente mesonica in tale occasione fu senz'altro superiore al 5% .

4.4.2.6. Particolarmente interessanti sono i risultati acquisiti nel corso di questi ultimi anni, sia per la maggiore disponibilità di dati sperimentali, in special modo relativi alla componente nucleonica dei raggi cosmici, sia per l'elevato livello di attività solare.

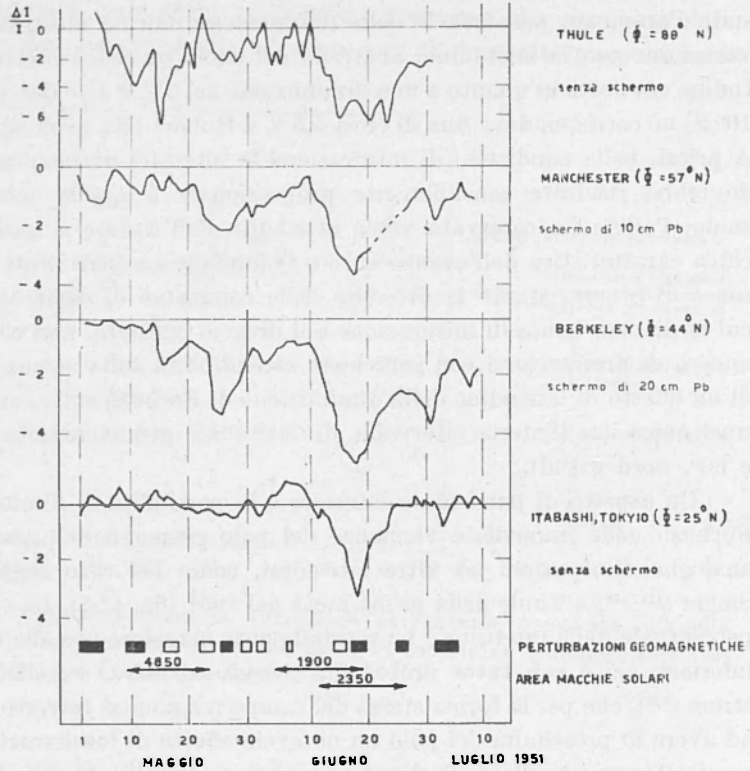


Fig. 4.27 - $\frac{\Delta I}{I}$, variazione percentuale di intensità della componente mesonucleonica rispetto alla media. Le perturbazioni geomagnetiche più intense, indicate in nero, sono individuate da elevati valori degli indici K_p . Le aree delle macchie solari sono in milionesimi (secondo Singer).

In un ampio studio, Venkatesan ⁽¹¹⁹⁾ ha esaminato per il periodo ottobre 1956-dicembre 1957 la associazione tra diminuzioni di Forbush e passaggio di zone attive al meridiano centrale del Sole. Per i raggi cosmici viene presa in considerazione la media delle tre intensità medie diurne a Ottawa, Churchill e Resolute Bay, sia per la componente mesonucleonica che per la componente nucleonica corrette per l'effetto di pressione. La

fig. 4.28 mostra i risultati ottenuti con il metodo delle epoche sovrapposte assumendo come giorno zero quello del passaggio al meridiano centrale della zona attiva del Sole; la figura riporta anche l'andamento dell'indice planetario K_p , che appare in correlazione negativa con l'andamento della intensità dei raggi cosmici; la diminuzione di questa tende a manifestarsi quasi un giorno prima del passaggio al meridiano centrale. Questo risultato va interpretato con cautela, in quanto il passaggio al meridiano centrale potrebbe anche non essere correttamente definito, come si fa comunemente, dal passaggio del baricentro della zona attiva al meridiano centrale. Conviene d'altra parte ricordare che analoghe riserve sul significato fisico del passaggio di zone attive al meridiano centrale sono state avanzate in connessione alle tempeste magnetiche (v. 1.5.4.1).

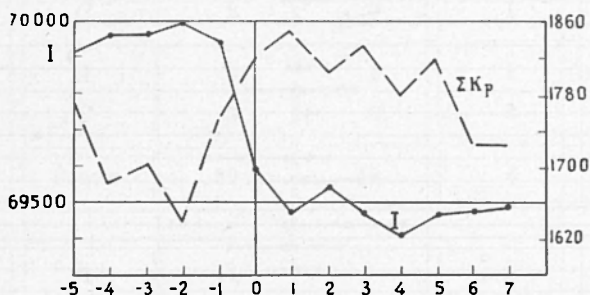


Fig. 4.28 - I , media diurna della intensità della componente nucleonica; ΣK_p , somma degli indici K_p per tutti i giorni considerati, sulla scala di destra (secondo Venkatesan).

Dal lavoro di Venkatesan sembra di poter trarre la conclusione che, se veramente la causa delle diminuzioni di Forbush va ricercata sul Sole, essa di regola deve essere localizzata in una regione più o meno simmetrica rispetto al meridiano centrale e delimitata dalle longitudini eliografiche di $\pm 30^\circ \div 40^\circ$, oltrechè dalle latitudini di circa 30° nord e sud. Tuttavia varie critiche si possono avanzare sull'analisi di Venkatesan: infatti egli prende in considerazione tutte le diminuzioni uguali o superiori a $0,1\%$ (che è l'errore standard del conteggio); in realtà, così operando, si viene a includere nella statistica un notevole numero di eventi che con tutta probabilità non sono diminuzioni di Forbush, ma perturbazioni minori, di natura e fenomenologia diversa. Inoltre c'è da rilevare, e l'osservazione vale anche per altri autori, che la considerazione delle medie giornaliere della intensità dei raggi cosmici può alterare in modo sensibile la fisio-

nomia di un evento: in particolare resta difficile, se non praticamente impossibile, la definizione delle principali caratteristiche di una tempesta di raggi cosmici, in particolare il momento di inizio. D'altra parte, se si studiano le medie su più brevi intervalli di tempo, compatibilmente con gli errori statistici di misura, per es. medie biorarie, si constata come alle

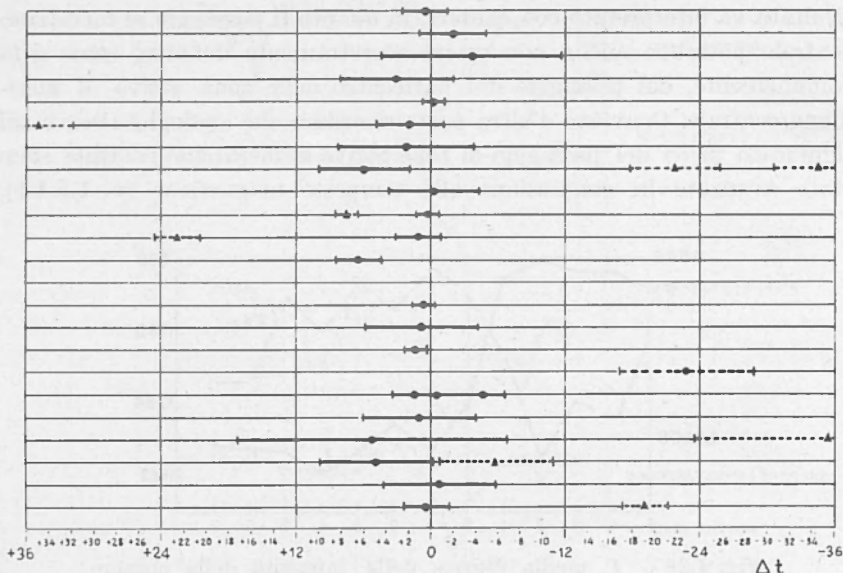


Fig. 4.29 - Associazione tra diminuzioni di Forbush e tempeste magnetiche. I tratti continui e tratteggiati indicano rispettivamente le tempeste magnetiche associate e non associate e le rispettive durate. Il tempo Δt , in ore, è positivo per tempeste magnetiche che precedono le diminuzioni di Forbush (secondo Bachelét, Balata, Conforto e Marini).

principali perturbazioni, cioè a ben individuate diminuzioni di Forbush, si sovrappongono non di rado altri eventi minori, come diminuzioni o aumenti gradualì, baie che durano anche parecchi giorni o bruschi picchi.

Un più conveniente criterio di scelta, limitato a quei soli eventi che sono *sicuramente* diminuzioni di Forbush, è stato adottato da Bachelet, Balata, Conforto e Marini^(120, 121), i quali hanno studiato per i 13 mesi luglio 1957-luglio 1958 la correlazione tra tempeste magnetiche e tempeste di raggi cosmici (osservate sulla componente nucleonica, a Roma, Weissenau, Chicago, Climax, Huancayo e Mt. Norikura). Le tempeste magnetiche sono state ripartite nei gruppi \bar{A} , \bar{B} , \bar{C} , tutte a inizio brusco,

caratterizzate le \bar{A} da fase iniziale e fase principale, le \bar{B} dalla sola fase iniziale e le \bar{C} da una serie di oscillazioni intense ma irregolari; A e C , affini ai tipi \bar{A} e \bar{C} ma senza inizio brusco. I gruppi \bar{C} e C dovrebbero comprendere in gran parte tempeste del tipo ricorrente (v. 1.5.2).

Tabella 4.3

Tempeste magnetiche			Associate con diminuzioni di Forbush	Non associate	
libere	Tipo	Totale		Presenti perturbazioni minori	Nessuna perturbazione presente
	A	12	10	0	2
	B	9	7	2	0
	\bar{C}	2	0	1	1
	A	8	1	1	6
	C	8	0	2	6
	Totale	39	18	6	15

non libere	A	14	3	5	6
	\bar{B}	10	0	2	8
	\bar{C}	4	0	3	1
	A	1	0	0	1
	C	3	0	1	2
	totale	32	3	11	18

Gli Autori hanno studiato separatamente la presenza o meno di tempeste magnetiche in concomitanza con tempeste di raggi cosmici e viceversa. Su 24 sicure diminuzioni di Forbush osservate nel periodo in esame se ne sono avute ben 21 con inizio nel corso di tempeste magnetiche in atto, con tendenza di queste a precedere di qualche ora la diminuzione di raggi cosmici (fig. 4.29); in più, in 20 dei 21 casi la tempesta magnetica è a inizio brusco. Più complesso lo studio del secondo aspetto del problema: nel periodo in esame vi furono 71 tempeste magnetiche; lo studio della morfologia delle tempeste dei raggi cosmici ha suggerito agli Autori di distinguere le tempeste magnetiche, ferma restando la classificazione

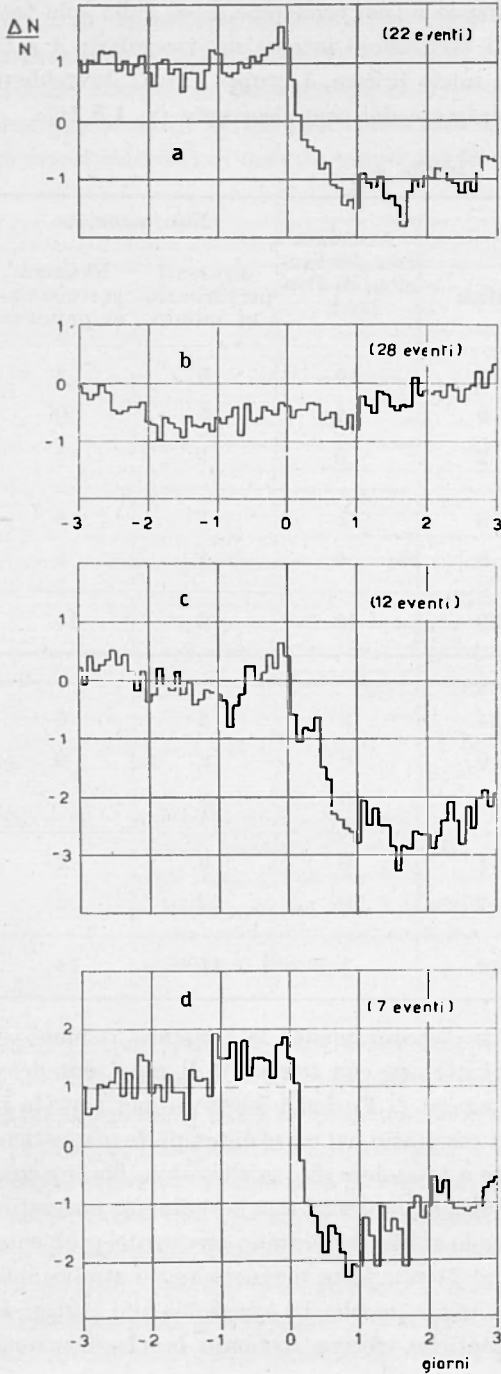


Fig. 4.30 - $\frac{\Delta N}{N}$, variazione percentuale della intensità nucleonica per 22 casi di tempesta magnetica libera (fig. a) e 28 casi di tempesta non libera (fig. b), tutte a inizio brusco; oppure per 12 tempeste di tipo A (fig. c) e 7 di tipo B, tutte associate a diminuzione di Forbush. Il giorno zero è quello di inizio della tempesta magnetica (secondo Bachelet, Balata, Conforto, Marini).

nei cinque gruppi sopra accennati, in « libere » e « non libere », a seconda che al loro inizio la intensità della radiazione cosmica sia normale oppure sia già in corso una diminuzione di Forbush.

La tabella 4.3 riporta i risultati della statistica: da essa appaiono chiaramente i seguenti principali risultati: *a*) le tempeste di raggi cosmici sono quasi esclusivamente associate con tempeste magnetiche libere (fig. 4.30 *a, b*) e, comunque, assai più nettamente con tempeste a inizio brusco; *b*) la presenza o meno di una fase principale nella tempesta magnetica non sembra (fig. 4.30 *c, d*) di alcuna rilevanza agli effetti della associazione; *c*) per le 17 tempeste di tipo *C* e *C*, sia libere che non libere, non si è riscontrata associazione con diminuzioni di Forbush; occorre tuttavia notare che fra le 17 complessive solo due sono le tempeste libere a inizio brusco, cioè le tempeste più efficaci.

Quanto alla intensità della tempesta magnetica misurata dagli indici a_p o K_p , come del resto già riscontrato da altri autori (^{86, 90, 106}), essa risulta scarsamente correlata con l'ampiezza delle diminuzioni di Forbush. Questo risultato appare sensibilmente diverso da quanto ottenuto da Trumphy (v. 4.4.2); c'è tuttavia da rilevare che, a parte il diverso metodo di studio dei dati sperimentali, le tempeste magnetiche considerate da Trumphy rientrano, in parte almeno, nella categoria delle tempeste di tipo polare tipiche delle alte latitudini; d'altra parte, la sua ricerca è stata effettuata su dati relativi a un periodo di bassa e minima attività solare (anni 1951-54).

La possibilità di variazioni della modalità di correlazione in anni diversi è stata segnalata recentemente da van der Walt (¹²²) che ha studiato con il metodo delle epoche sovrapposte l'andamento delle medie diurne degli indici K_p per le tempeste di raggi cosmici osservate sulla componente nucleonica durante il 1951 da Simpson (⁸⁰) e dall'autore stesso nel 1957-58, assumendo come giorno zero il giorno di inizio della tempesta: il massimo di K_p che nel 1951 sembra aversi circa tre giorni dopo il giorno zero coincide invece con questo nel 1957-58.

4.4.2.7. Un altro aspetto importante della morfologia delle tempeste di raggi cosmici è la possibilità di un aumento alcune ore prima della fase di depressione, come è stato segnalato da Simpson (⁸⁰), e confermato in taluni degli eventi studiati da Lockwood (⁹⁰), nei quali l'aumento fu di circa 1%; la presenza di un tale aumento potrebbe assumere notevole importanza teorica: esso potrebbe essere interpretato come un effetto preliminare attribuibile ad albedo da parte di « nuvole » magnetiche vaganti nello spazio interplanetario.

Un'altra particolarità notevole della fenomenologia è stato studiato da Kondoh e coll. (¹²³): si tratta precisamente dell'aumento di intensità di carattere planetario che talvolta (fig. 4.31) interrompe la depressione proprio di una tempesta normale, aumento che non ha le caratteristi-

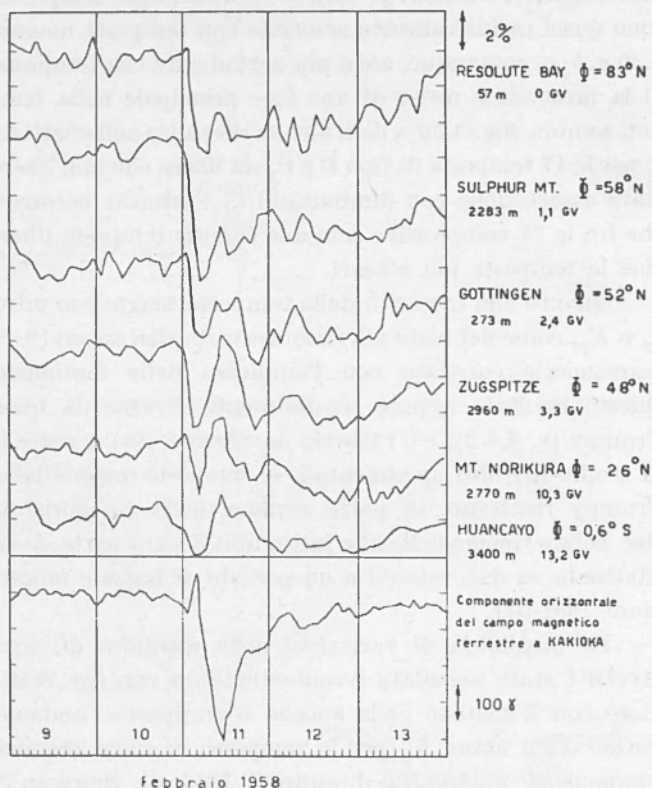


Fig. 4.31 - Diminuzione di Forbush dall'11 febbraio 1958 per la componente nucleonica; sono indicate le altezze sul livello del mare e la rigidità di taglio in GV (10^9 volt) in corrispondenza alle diverse latitudini geomagnetiche Φ del luogo di osservazione (secondo Kondoh, Nagashima, Yoshida e Wada).

che di quelli assai rari associati a certi intensissimi brillamenti solari (v. 4.5), peraltro non osservati durante le tempeste studiate, e che inoltre, stante il suo carattere planetario (sia nell'emisfero diurno che in quello notturno), non può essere attribuito alla variazione diurna anomala (v. 4.4.3) associata alle tempeste di raggi cosmici. Gli Autori studiano l'an-

damento della intensità nucleonica in vari luoghi e a quote diverse, calcolando, con il procedimento già usato da Sekido, Yoshida e Kamiya ⁽¹⁰⁶⁾, ricordato in 4.4.2.1, la variazione D_{st} e la prima armonica della variazione diurna anomala: sottraendo alla variazione effettivamente osservata le due suddette componenti di perturbazione, rimane una terza variazione anomala che è responsabile dell'aumento osservato del corso della tempesta di raggi cosmici. Sebbene non sia facile attribuire un effettivo significato fisico a questa ultima variazione, gli Autori ne ritengono provata l'esistenza e ne valutano l'ampiezza in diversi luoghi di osservazione.

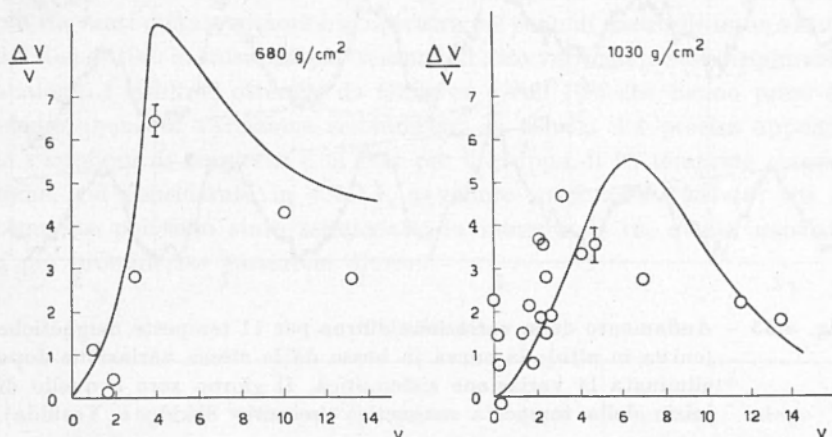


Fig. 4.32 - V , rigidità di taglio in GV ; $\frac{\Delta V}{V}$, variazione percentuale della rigidità. Le linee continue rappresentano gli andamenti calcolati, i punti quelli misurati; sono riportati gli spessori di atmosfera sotto i quali sono fatte le determinazioni (secondo Kondoh, Nagashima, Yoshida e Wada).

Esclusa, come si è visto, la possibilità che l'aumento sia dovuto a brillamenti o alla variazione diurna anomala, gli Autori assumono trattarsi di un effetto dovuto alla diminuzione della energia di taglio che si ha in conseguenza della diminuzione della intensità del campo magnetico terrestre nel corso di tempeste magnetiche. In pratica, la tempesta magnetica viene schematizzata con una diminuzione generale del campo magnetico terrestre esternamente alla Terra; si riscontra una certa concordanza nei casi studiati tra gli aumenti previsti in questa ipotesi e quelli effettivamente misurati (fig. 4.32). È tuttavia necessario osservare che a distanza della Terra superiori a qualche raggio terrestre, cioè al di fuori

della corrente anulare equatoriale cui viene attribuita la fase principale delle tempeste magnetiche, il campo D_{st} agisce nel senso di aumentare il campo geomagnetico; di conseguenza le deduzioni fatte dagli Autori sembrano valide solo se si ammette che le dimensioni dell'anello siano molto maggiori di quanto comunemente si ritiene, così da contenere all'interno tutta la regione nella quale in pratica si manifesta l'azione deviatrice del campo magnetico terrestre; inoltre il meccanismo proposto

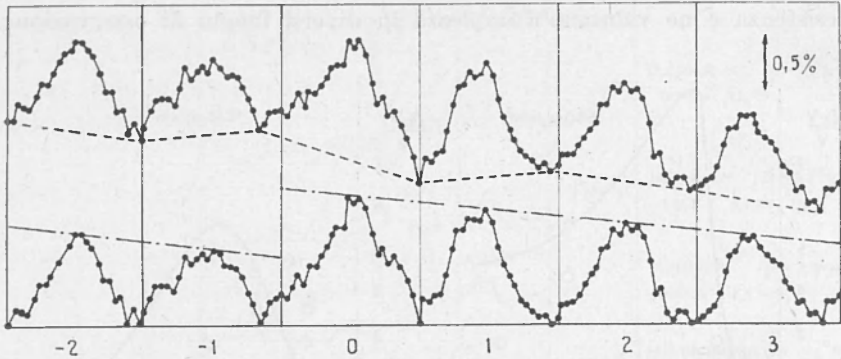


Fig. 4.33 - Andamento della variazione diurna per 11 tempeste magnetiche (curva in alto); la curva in basso dà la stessa variazione dopo eliminata la variazione sistematica. Il giorno zero è quello di inizio della tempesta magnetica (secondo Sekido e Yoshida).

sembra eventualmente efficace solo quando la tempesta di raggi cosmici risulta associata a una tempesta magnetica, il che, come abbiamo visto, non sempre avviene. Per chiarire il problema, risulta quindi indispensabile lo studio di altro materiale di osservazione; ciò che allo stato attuale si può dire è che i pochi esempi di aumento del genere indicato avvenuti durante l'Anno Geofisico Internazionale, sono tutti risultati presenti nel corso di tempeste magnetiche molto intense (indice geomagnetico $A_p > 100$).

4.4.2.8. Circa la causa che determina le diminuzioni di Forbush si discuterà al capitolo 6; vogliamo qui solamente osservare che lo studio di esse su intervalli biorari induce a ritenerle praticamente simultanee su tutto il globo; come già per le tempeste magnetiche, si deve ritenere che anche se la causa prima va ricercata nel Sole (o più lontano), tuttavia il meccanismo che provoca le diminuzioni di Forbush è operante a distanze non troppo grandi da Terra.

4.4.3. *Effetti di perturbazione sulla variazione diurna e semidiurna.* — Per primi Sekido e Yoshida (¹²⁴) segnalavano la presenza di anomalie della variazione diurna durante le tempeste magnetiche, in particolare un aumento di ampiezza nel giorno di inizio, con ritorno alla ampiezza normale nello spazio di qualche giorno (fig. 4.33).

Successivamente numerosi autori hanno studiato la correlazione tra variazione diurna e perturbazioni geomagnetiche: Sekido e Kodama (¹²⁵) trovano, statisticamente, che essa tende ad aumentare di ampiezza anche oltre il doppio e anticipare di fase (dell'ordine di qualche ora) tanto più quanto più cresce la attività geomagnetica: questi effetti sono poi tanto più rilevanti quanto minore è la apertura del cono di particelle intercettato dal dispositivo di misurazione (sempre ad asse verticale). Sostanzialmente analoghi i risultati ottenuti da Glokova e coll. (¹⁰⁴) che hanno preso in esame anche la variazione semidiurna: la tabella 4.4 precisa appunto le variazioni di ampiezza e di fase per il gruppo di 25 tempeste magnetiche, già considerate in 4.4.2.1, avvenute negli anni 1937-46; tra le tempeste poi sono state selezionate, in numero di 10, quelle associate a più pronunciate variazioni diurne.

Tabella 4.4

N	tipo di variazione	a		t*	
		prima la tempesta	dopo	prima	dopo la tempesta
25	diurna	0,17	0,22	11,5	9,9
	semidiurna	0,04	0,06	11,1	10,3
10	diurna	0,15	0,40	10,5	8,8
	semidiurna	0,04	0,09	11,7	10,1

N, numero di tempeste; a, ampiezza percentuale; t* istante di massimo in ore di tempo locale.

Risulta evidente che anche la variazione semidiurna presenta aumento di ampiezza e anticipo di fase. Sekido, Yoshida e Kamiya, nel lavoro già citato, confermano l'aumento della ampiezza a e l'anticipo della fase t* della variazione diurna ma aggiungono, in più, che, con buona approssimazione, la ampiezza a comincia a crescere (fig. 4.34) quando la intensità f caratteristica della tempesta (definita in 4.4.2.1) comincia a diminuire e raggiunge il suo massimo prima che f raggiunga il suo minimo.

Il minimo di t^* si ha invece circa un giorno dopo il massimo di a (e il minimo di f). Le escursioni massime di a , t^* (come pure di f) durante una tempesta sono poco correlate tra loro e ancor meno lo sono con la escursione massima ΔH della componente orizzontale del campo magnetico terrestre.

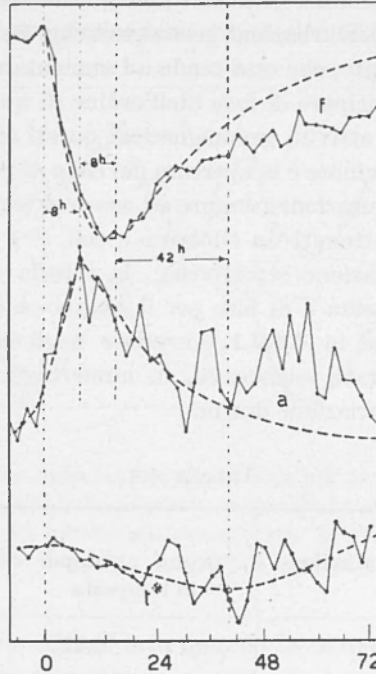


Fig. 4.34 - Relazione di fase fra f , a e t^* , media di 7 diminuzioni di Forbush; l'ora zero è quella dell'inizio brusco della tempesta magnetica. Sulle ordinate la scala è arbitraria (secondo Sekido, Yoshida e Kamiya).

Remy e Sittkus⁽⁵³⁾ hanno studiato per il periodo 1° febbraio 1953-31 gennaio 1954 la variazione diurna della componente mesonica a Friburgo suddividendo i risultati in 120 gruppi di tre giorni ciascuno. Esaminando anche l'andamento degli indici geomagnetici K_p , essi trovano per i mesi da giugno a gennaio una certa correlazione di questi con la fase della variazione diurna; la correlazione nei rimanenti mesi viene invece praticamente a mancare. In occasione di tempeste magnetiche gli anticipi di fase risultano massimi da 3 a 6 giorni dopo il massimo dell'indice K_p .

Kane ⁽⁵²⁾ ha condotto analogha indagine studiando le variazioni diurne dell'intensità nucleonica a Climax, Chicago, Sacramento Peak e Huancayo, nonché dell'intensità in camera di ionizzazione a Huancayo negli anni 1951-53. Egli osserva che, sebbene non si abbia una relazione di fase costante tra gli andamenti della variazione diurna e dell'indice K_p , tuttavia si hanno particolari sequenze di giorni in cui la media giornaliera della intensità dei raggi cosmici presenta un massimo tre giorni prima di un massimo di K_p , mentre contemporaneamente a questo la ampiezza della variazione diurna diviene massima.

Sandström ⁽⁵⁰⁾ ha studiato la correlazione della variazione diurna con la attività geomagnetica espressa dagli indici K_p , usando le misure effettuate a Stoccolma da Malmfors [solo in parte pubblicate ⁽¹²⁶⁾] nel periodo ottobre 1947-maggio 1950, nelle tre direzioni verticale, nord e sud, queste due ultime inclinate di 27° rispetto alla prima. L'anticipo di fase al crescere della attività geomagnetica risulta identico nelle tre direzioni di osservazione, sebbene leggermente minore di quello osservato dai precedenti autori; quanto alla ampiezza, essa cresce da 0,1 a 0,4% quando il valore massimo diurno dell'indice K_p passa da 1 a 9. Inoltre anche la variazione di periodo 22 anni della fase della variazione semi-diurna non dipende dalla direzione di osservazione. Queste risultanze sperimentali suggeriscono che gli effetti riscontrati siano con tutta probabilità di origine extraterrestre, come conseguenza di variazioni nella distribuzione delle direzioni di incidenza della radiazione primaria.

Più recentemente Yoshida ⁽¹²⁷⁾ ha studiato il comportamento della variazione diurna durante singole tempeste di raggi cosmici usando il metodo di analisi già applicato da Sekido, Yoshida e Kamiya. Pur restando statisticamente confermati i risultati sopra esposti, l'esame dei casi singoli mette in evidenza numerose tempeste in occasione delle quali la perturbazione della variazione diurna comincia nel secondo e anche nel terzo giorno.

Se e come eventualmente gli effetti di perturbazione nella ampiezza o nella fase delle variazioni diurna e semidiurna variano durante il ciclo di attività solare non è ancora chiaro: Dorman ⁽¹²⁸⁾ ritiene senz'altro inesistente una tale variazione, ferma restando la variazione di 22 anni di cui si è parlato in 4.3.2.2; per contro Barton e Stockhausen ⁽¹²⁹⁾ avanzano delle riserve anche sulla variazione di 22 anni che ritengono possa essere interpretata come un effetto della attività geomagnetica, in considerazione della diversa frequenza di giorni magneticamente disturbati nel corso del ciclo solare.

La variazione diurna anomala va probabilmente attribuita a una anisotropia del flusso primario durante le tempeste di raggi cosmici; l'energia media delle particelle primarie interessate risulta dell'ordine di $10 \div 100$ GeV; l'anomalia della ampiezza e della fase della variazione diurna mostra tendenza a ridursi al crescere dell'energia.

4.4.4. *Variazione di 27 giorni e attività geomagnetica.* — Delle relazioni tra la variazione di 27 giorni e le variazioni del campo magnetico terrestre si sono interessati numerosi autori. Il risultato di queste ricerche è che esiste effettivamente una associazione tra attività geomagnetica e variazione di 27 giorni dei raggi cosmici; si tratta tuttavia di una associazione non sistematica in quanto la corrispondenza non si estende ai dettagli e in certi casi sembra anche mancare; confrontando gli andamenti di fig. 4.11 con quelli degli indici geomagnetici C_i (definiti in appendice A.1.1) si riscontra subito il particolare notevole che mentre la variazione di 27 giorni dei raggi cosmici ha un aspetto somigliante a quello di una sinusoidale, la variazione della attività geomagnetica presenta dei netti massimi distanti appunto 27 giorni e intervallati a tratti appiattiti; questa ultima caratteristica appare del resto chiara anche dalla curva superiore di fig. 1.18. Inoltre, mentre i successivi massimi della curva per i raggi cosmici sono sensibilmente uguali tra loro, nel caso della attività geomagnetica i picchi vanno rapidamente decrescendo in corrispondenza alle successive rotazioni solari.

La variazione di 27 giorni è stata anche messa in relazione da van Heerden e Thambyahpillai⁽⁸¹⁾ con gli indici geomagnetici K ad Abinger con i quali è in correlazione migliore che con gli indici C_i ; ciò appare chiaramente dalla fig. 4.35 che riporta i risultati ottenuti trattando con il metodo delle epoche sovrapposte gli andamenti della variazione a Manchester e degli indici K ; sono stati scelti come giorni zero, separatamente, sia quelli di massima che quelli di minima intensità e i due andamenti ottenuti sono poi sottratti l'uno dall'altro allo scopo di attenuare le irregolarità; appare chiaramente la correlazione negativa tra le due variazioni: per quanto riguarda la fase, gli Autori trovano che gli estremi di K precedono di $4 \div 5$ giorni quelli corrispondenti dei raggi cosmici; al contrario, Simpson⁽⁸⁰⁾, Kane⁽⁸²⁾ e Venkatesan⁽¹³⁰⁾ trovano che li seguono di qualche giorno.

I risultati fin qui considerati si riferiscono a periodi di attività solare moderata e minima. Nei lavori già citati, Venkatesan ha confrontato per la componente mesonica a Huancayo (anni 1937-55) l'andamento della ampiezza della variazione di 27 giorni in funzione della attività

solare (v. 4.3.5.1) e della attività geomagnetica: come risulta dalla fig. 4.36, specialmente negli anni 1946-52, si ha una sensibile correlazione con l'attività geomagnetica, maggiore che con la attività solare. Più recentemente, van der Walt (122) ha applicato il metodo delle epoche sovrapposte allo studio delle variazioni della intensità nucleonica a Uppsala, Leeds

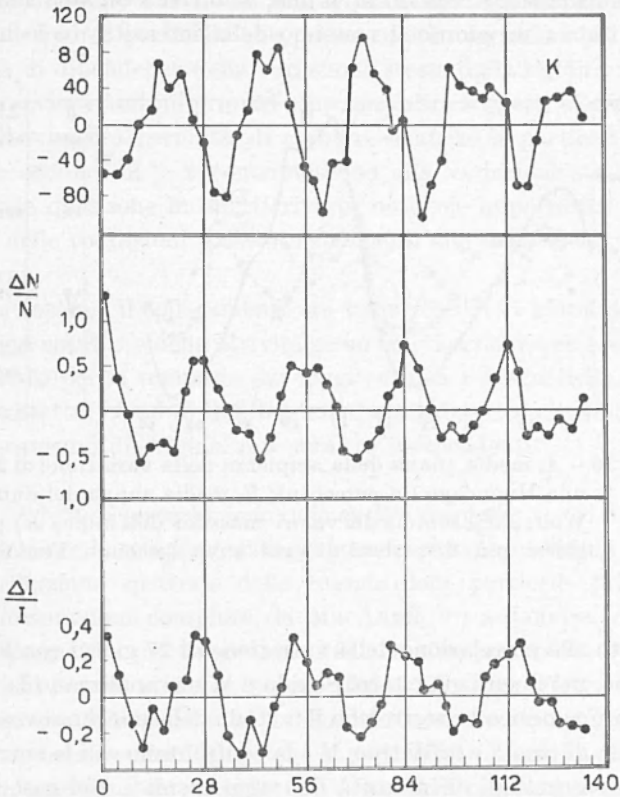


Fig. 4.35 - Variazione percentuale rispetto alla media delle componenti nucleonica, $\frac{\Delta N}{N}$, e mesonica, $\frac{\Delta I}{I}$, e della somma degli indici K ad Abinger (secondo van Heerden e Thambyahpillai).

(lat. geomagn. 56° N) e Hermanus (lat. geomagn. 34° S) e della media diurna degli indici K_p per il periodo luglio 1957-agosto 1958, assumendo come giorni zero una volta i giorni di intensità massima e una seconda volta quelli di intensità minima. I risultati di tale analisi suggeriscono per l'andamento degli indici K_p due massimi l'uno che segue di qualche

giorno il massimo della intensità nucleonica, in sostanziale accordo con Kane e Simpson, e l'altro assai prominente, circa un giorno prima del minimo della intensità nucleonica: se, come hanno fatto van Heerden e Thambyahpillai si determina la differenza delle curve dei K_p ottenute nelle due diverse scelte del giorno zero, stante la riscontrata preminenza del secondo massimo rispetto al primo, si ottiene un solo massimo che precede di circa un giorno il massimo della intensità nucleonica.

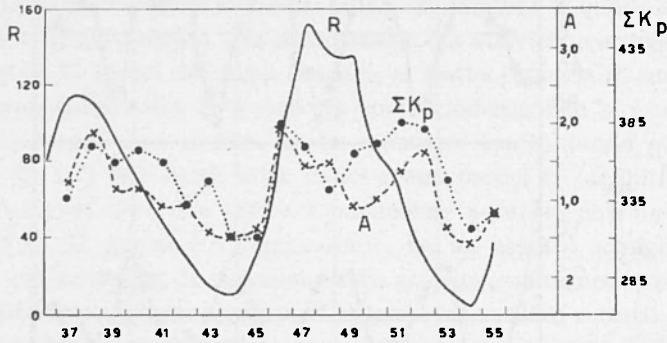


Fig. 4.36 - A , media annua della ampiezza della variazione di 27 giorni a Huancayo (in percentuale); R , media annua del numero di Wolf; ΣK_p , somma dei valori massimi dell'indice K_p per i 60 giorni più disturbati di ogni anno (secondo Venkatesan.)

Quanto alla correlazione della variazione di 27 giorni con le tempeste magnetiche, nel lavoro già citato, Sekido e Wada analizzano la variazione del campo magnetico terrestre con il metodo delle epoche sovrapposte per 50 tempeste di tipo S e 90 di tipo M e la confrontano con le corrispondenti variazioni percentuali di intensità dei raggi cosmici. Nel caso delle tempeste S le due variazioni sono di forma pressoché sinusoidale, con ampiezza quasi costante per almeno due successive rotazioni solari, mentre per le tempeste di tipo M la variazione dei raggi cosmici sembra costituita da picchi abbastanza netti, con tratti intermedi appiattiti.

Sulla natura fisica della variazione di 27 giorni Simpson⁽³⁰⁾ ha condotto uno studio dettagliato usando dati relativi alla componente nucleonica ottenuti in una serie di voli in alta quota, tra le latitudini geomagnetiche di 40° e 65° nord negli anni 1951 e 1952; egli arriva alla conclusione che, indipendentemente dalla particolare morfologia delle perturbazioni geomagnetiche, la tendenza a ricorrere della intensità dei raggi cosmici è determinata da una effettiva variazione della intensità primaria in

quanto non si può rendere conto dei fatti osservati né mediante l'ipotesi di un processo di accelerazione o di decelerazione prima di entrare nel campo magnetico terrestre, o dopo la penetrazione in esso, né mediante l'ipotesi di un campo elettrostatico. D'altra parte, sempre secondo Simpson, anche la possibilità studiata da Vallarta e Godart (¹³¹) che si tratti della influenza di un campo di dipolo magnetico solare sembra da escludersi.

Circa il tipo di particelle che presentano la variazione di 27 giorni, le modalità di dipendenza della variazione stessa dalla rigidità magnetica suggeriscono che i protoni primari sono senz'altro soggetti alla variazione; nulla peraltro ancora permette di stabilire se anche le particelle primarie di numero atomico $Z \geq 2$ contribuiscono alla variazione stessa. La risposta a tale questione in effetti riveste notevole importanza in quanto può porre delle condizioni piuttosto stringenti alle teorie della variazione di 27 giorni.

In conclusione, il collegamento tra variazione di 27 giorni della intensità dei raggi cosmici e della attività geomagnetica risulta essere, come già abbiamo visto per le tempeste dei raggi cosmici e magnetiche, una associazione indiretta, come di due fenomeni ambedue riconducibili a un comune meccanismo di origine, ma peraltro indipendenti.

4.4.5. Effetti di perturbazione sullo spettro energetico. — Si è già accennato che durante le tempeste di raggi cosmici si hanno sensibili variazioni nella distribuzione spettrale delle energie delle particelle primarie. In effetti le misurazioni compiute da MacAnuff (¹³²) a Londra, durante la tempesta magnetica del 24 gennaio 1949, a una profondità equivalente a 60 metri di acqua, non mostrarono (fig. 4.37) alcun effetto di diminuzione, laddove a Manchester, al livello del mare, era stata registrata una diminuzione massima del 5%; poichè le particelle primarie da cui derivano i secondari penetranti di circa 15 GeV, capaci di raggiungere appunto la profondità di 60 metri di acqua, hanno energia non inferiore a circa 150 GeV si può senz'altro affermare che solo la parte dello spettro energetico dei primari corrispondente alle energie inferiori è partecipe alle variazioni di intensità che si ha durante le tempeste. Da questa e dalle determinazioni di altri autori si deduce che l'energia delle particelle interessate alla variazione è dell'ordine di qualche GeV, variabile da caso a caso, ma comunque con un limite superiore approssimativo di $20 \div 30$ GeV. Secondo Dorman (¹³³), che ha tentato diverse espressioni analitiche, il modello di perturbazione spettrale più vicino al vero sarebbe quello in cui la variazione percentuale di intensità risulta costante per energie fino a circa 40 GeV e nulla per energie superiori.

Informazioni più sicure sulle variazioni dello spettro energetico possono ovviamente ottenersi dallo studio sistematico delle perturbazioni dell'intensità nucleonica. Recentemente McCracken (¹³⁴) ha confrontato le medie diurne della intensità nucleonica a Lae, Hobart e Mawson nei diciotto mesi dall'agosto 1956 al gennaio 1958; allo scopo di studiare

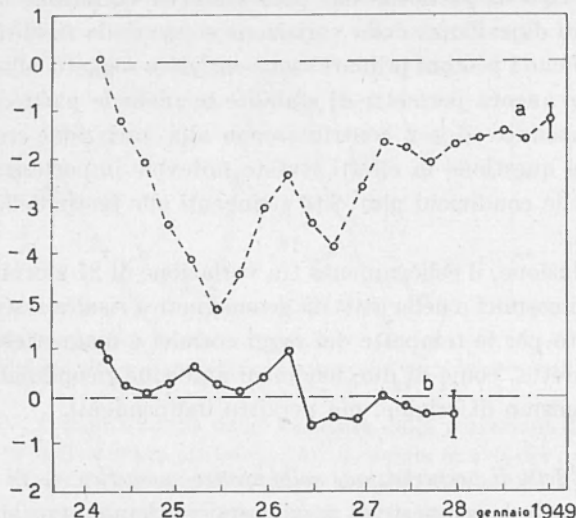


Fig. 4.37 - Variazione percentuale della componente mesonica al suolo (curva a) e alla profondità equivalente di 60 m di acqua (curva b); sono indicati su due punti le deviazioni standard (secondo Mac Anuff).

le variazioni di più breve periodo (da 3 a 30 giorni), egli ha suddiviso il periodo in esame in gruppi di giorni, ciascuno di lunghezza tale da includere una sola variazione principale di intensità; considerando poi i soli giorni non perturbati ha definito per ogni mese una media « non perturbata ». In queste variazioni di breve periodo restano incluse complessivamente le diminuzioni di Forbush, la variazione di 27 giorni e le loro eventuali sovrapposizioni. Accanto alle suddette variazioni di breve periodo, l'autore studia anche la variazione di lungo periodo occorsa su tutto l'intervallo di tempo preso in esame. Dette rispettivamente ΔH , ΔL , ΔM , ΔT le variazioni percentuali di intensità della componente nucleonica a Hobart, Lae e Mawson e della componente mesonica a Hobart si hanno i risultati indicati nella tabella 4.5.

Tabella 4.5

epoca	per variazioni di breve periodo	per variazioni di lungo periodo
$\frac{\Delta H}{\Delta T}$ prima il nov. 1956 dopo	3,4 ÷ 3,7 1,4 ÷ 2,9	4,0
$\frac{\Delta H}{\Delta L}$ dopo il magg. 1957	1,8 ÷ 2,8	4,0
$\frac{\Delta H}{\Delta M}$ dopo il febb. 1957	1,0	1,0

Dalla tabella si deduce subito la forte dipendenza della parte di bassa energia dello spettro dalla variazione secolare della attività solare. In effetti, dal calcolo delle intensità, risulta che il valore $\Delta H/\Delta L = 4$ per variazioni di lungo periodo corrisponde a una variazione percentuale di intensità nell'intervallo di energia tra 2 e 14 GeV (che sono le energie di taglio per protoni a Hobart e Lae) circa otto volte maggiore di quello dei primari di energia superiore ai 14 GeV; anche la notevole diminuzione del rapporto $\Delta H/\Delta T$ per variazioni di breve periodo dopo la rapida crescita di attività solare intorno al novembre 1956, è almeno in parte, indice di un indurimento dello spettro primario. Quanto al valore unitario del rapporto $\Delta H/\Delta M$ esso sta semplicemente a significare che il ginocchio dell'effetto di latitudine si trova a latitudine non superiore a quella di Hobart. La differenza dei rapporti $\Delta H/\Delta T$ e $\Delta H/\Delta L$ nei due casi di variazioni di breve e di lungo periodo indica evidentemente che diversi debbono essere i meccanismi cui sono dovuti i due tipi di variazione; quanto poi alla variabilità da caso a caso dei detti rapporti per le variazioni di breve periodo, essa va con tutta probabilità attribuita alle particolari modalità con cui agisce, di volta in volta, il meccanismo di riduzione della intensità primaria.

Sandström e Forbush⁽¹³⁵⁾ hanno confrontato, per otto casi di improvvise diminuzioni di intensità avvenute nel periodo di massima attività solare dal settembre 1956 al dicembre 1957, il rapporto tra le variazioni delle medie diurne ΔN della intensità nucleonica a Uppsala e ΔI della intensità di ionizzazione a Huancayo. Assumendo come giorno zero quello in cui le intensità sono state minime, il rapporto $\Delta N/\Delta I$ nei giorni precedenti il giorno zero è risultato in tutti i casi uguale o superiore

al valore ottenuto nei giorni successivi al giorno zero; ciò sta a significare che in alcuni casi lo spettro energetico delle particelle escluse durante la perturbazione risulta diverso nella fase di salita e nella fase di ritorno verso la normalità.

Nei risultati di Sandström e Forbush si nota inoltre una correlazione inversa con la attività solare, per cui il rapporto $\Delta N/\Delta I$ tende a diminuire nel corso dei 16 mesi di osservazione; tale diminuzione appare sufficientemente giustificata dal fatto che se, come si è visto, al crescere della attività solare si ha una diminuzione di intensità alle basse energie con aumento della energia media delle particelle primarie, allora l'entità delle variazioni ΔN a Uppsala tende a diminuire rispetto a quella delle variazioni ΔI a Huancayo, con conseguente diminuzione del rapporto $\Delta N/\Delta I$.

4.4.6. La definizione di un « indice di attività » per i raggi cosmici. — Malurkar (¹³⁶) ha tentato di definire un indice di attività dei raggi cosmici in maniera analoga a come vengono definiti gli indici della attività geomagnetica; egli, per ciascun intervallo biorario, sottrae al valore massimo della intensità dei raggi cosmici la media diurna dello stesso giorno e la variazione diurna solare: l'indice di attività giornaliera viene definito come somma dei moduli delle quantità così ottenute per i dodici intervalli biorari compresi nelle 24 ore. L'autore ha poi definito, in modo del tutto analogo, degli indici magnetici che egli chiama indici K , ma che in realtà non hanno nulla in comune con l'indice K definito in appendice A.1. Confrontando gli indici cosmici giornalieri calcolati per Huancayo con gli indici magnetici per tutti i giorni dell'anno 1940, non appare alcuna chiara relazione qualitativa e tanto meno quantitativa tra i due tipi di indice, anche quando, anzichè tutti i giorni, si prendano in considerazione i soli giorni magneticamente perturbati.

Questo risultato negativo non sorprende se si pensa alle difficoltà forse insuperabili che si incontrano per definire un indice di attività dei raggi cosmici avente un effettivo significato fisico: innanzitutto, a differenza di quanto avviene per i dati geomagnetici che sono costituiti da una registrazione continua, i dati di intensità dei raggi cosmici di cui si dispone costituiscono una serie discreta di valori, cosicchè vanno perdute tutte le perturbazioni di periodo piuttosto breve; d'altra parte la intensità misurata e soprattutto le sue fluttuazioni possono essere fortemente influenzate da condizioni locali quali la temperatura e la pressione atmosferica sia al suolo che in quota; quando poi si volessero correlare con questi indici cosmici altri fenomeni geofisici, occorre notare che tali indici sono soggetti ad altre limitazioni in quanto essi possono essere più

o meno sensibilmente influenzati da eventuali variazioni dello spettro energetico come pure da anisotropie del flusso di particelle primarie che intervengono con modalità a noi ignote nello spazio esterno alla Terra; si aggiungano inoltre le notevoli complicazioni introdotte nella misura di intensità della radiazione cosmica dalla presenza del campo magnetico terrestre (effetti di latitudine, di longitudine, ecc.). Si può concludere che pur potendo la eventuale costruzione di un indice di attività dei raggi cosmici migliorarsi alquanto prendendo in considerazione le misure di intensità effettuate con dispositivi standardizzati in diversi luoghi, opportunamente scelti, in analogia con quanto si fa per la definizione degli indici magnetici K_p , resterebbero tuttavia da farsi notevoli riserve sul significato fisico da attribuire a tale indice.

4.5. Effetti di perturbazione durante i brillamenti solari.

Da quando si compiono misurazioni continue della intensità dei raggi cosmici sono stati osservati, al suolo, 5 *grandi* aumenti attribuiti ad altrettanti brillamenti molto intensi: essi sono avvenuti il 28 febbraio e il 7 marzo 1942, il 25 luglio 1946, il 19 novembre 1949 e il 23 febbraio 1956. Lo studio di questi eventi eccezionali riveste importanza notevole in quanto, essendo esattamente nota la posizione della sorgente primaria, è possibile dalle misure ottenute in luoghi diversi sulla Terra ricavare informazioni attendibili oltre che sulle caratteristiche fisiche della radiazione emessa, anche sullo stato dello spazio interplanetario, sulla struttura dei campi magnetici terrestre e solare, ecc.

Si comprende altresì come la esatta conoscenza di *tutti* i parametri caratteristici degli aumenti di intensità (istante di inizio, rapidità di salita, dipendenza dalla latitudine e dalla longitudine, spettro energetico, tipo di particelle responsabili, ecc.) pongono in definitiva delle condizioni assai stringenti alle teorie del fenomeno complessivo.

4.5.1. — *I primi quattro grandi aumenti.* — Gli andamenti delle variazioni di intensità dei raggi cosmici registrate nel periodo dal 26 febbraio al 10 marzo 1942, nel quale si ebbero i primi due brillamenti, in numerosi luoghi della Terra, sono mostrati in fig. 4.38, disposti in ordine di latitudine geomagnetica. Dopo un simultaneo improvviso aumento intorno alle 1200 T.M.G. del 28 febbraio in tutti i luoghi di osservazione, tranne che in quelli a bassa latitudine geomagnetica (Teoloyucan e Huan-cayo), la intensità è rimasta al disopra della media per parecchie ore, per poi subire una rapida intensa diminuzione nelle prime ore del 1 marzo

in coincidenza con l'inizio brusco di una intensa tempesta magnetica, diminuzione registrata anche a Teoloyucan e Huancayo. Progressivamente poi, nel periodo di 5 ÷ 6 giorni, le intensità tendevano a riportarsi al valore normale, finchè alle prime ore del 7 marzo si manifestava un secondo improvviso e intenso aumento, anche in questo caso con l'eccezione di Huancayo. Quanto alla situazione del Sole, il 28 febbraio era presente sul disco un grosso gruppo di macchie (area massima circa 2000 milionesimi; le due macchie più grandi avevano opposte polarità magnetiche e il valore massimo del campo magnetico fu di 4800 gauss). Alla 1100 T.M.G. del 28 febbraio veniva osservato da Arcetri un brillamento di importanza 3, in prossimità del gruppo di macchie a ovest del meridiano centrale ma assai prossimo ad esso e alla latitudine di 14° nord; il brillamento durò fino alle 1522; alle 1140 veniva osservato un *radio fade-out* mentre la tempesta magnetica iniziava alle 0727 del giorno successivo. Quanto all'aumento registrato il 7 marzo, pur non essendosi osservato visualmente alcun brillamento, si ebbe tuttavia alle 0440 T.M.G. un *radio fade-out*, che, date le sue caratteristiche, con tutta probabilità va attribuito a un brillamento, peraltro non seguito da tempesta magnetica né da diminuzione di Forbush.

Il comportamento dei raggi cosmici in coincidenza ai due brillamenti del 25 luglio 1946 (fig. 4.38) e del 19 novembre 1949, fu in pratica analogo a quello sopra ricordato; i due brillamenti furono osservati dalle 1504 T.M.G. alle 2030 e dalle 1029 alle 1209 rispettivamente e furono quasi concordemente giudicati di importanza 3⁺ oppure 3; i *radio fade-outs* furono osservati alle 1600 e alle 1030 rispettivamente. Anche in questi due casi nessun aumento di intensità di raggi cosmici fu registrato a Huancayo; inoltre mentre il 26 luglio 1946 alle 1846 T.M.G. si ebbe l'inizio brusco di una tempesta magnetica accompagnata da diminuzione di intensità dei raggi cosmici anche a Huancayo, la tempesta magnetica associata al brillamento del 19 novembre 1949, iniziata dalle 0504 del giorno successivo, non fu accompagnata da alcun effetto sui raggi cosmici.

L'evento del novembre 1949 è interessante perchè a differenza delle due precedenti occasioni nelle quali il brillamento era stato osservato visualmente e localizzato a pochi gradi di distanza dal meridiano centrale, questa volta il brillamento si manifestò a una longitudine eliografica di 70° ovest; è anche da rilevare che per la prima volta furono compiute osservazioni in alta quota (3500 m) e che, come prevedibile, in tali condizioni l'aumento misurato fu più intenso che al suolo (circa 4 volte maggiore). La maggior disponibilità di dati sperimentali ha permesso di dedurre migliori informazioni sulle caratteristiche fisiche della

radiazione corpuscolare associata al brillamento; in particolare fu possibile valutare in 137 g/cm^2 il cammino libero medio di assorbimento delle particelle responsabili dell'aumento di intensità (137), valore pressochè coincidente con quello sperimentalmente osservato per la componente nucleonica (e assai più grande di quello osservato per la componente mesonica in condizioni non perturbate); ciò porta a concludere che

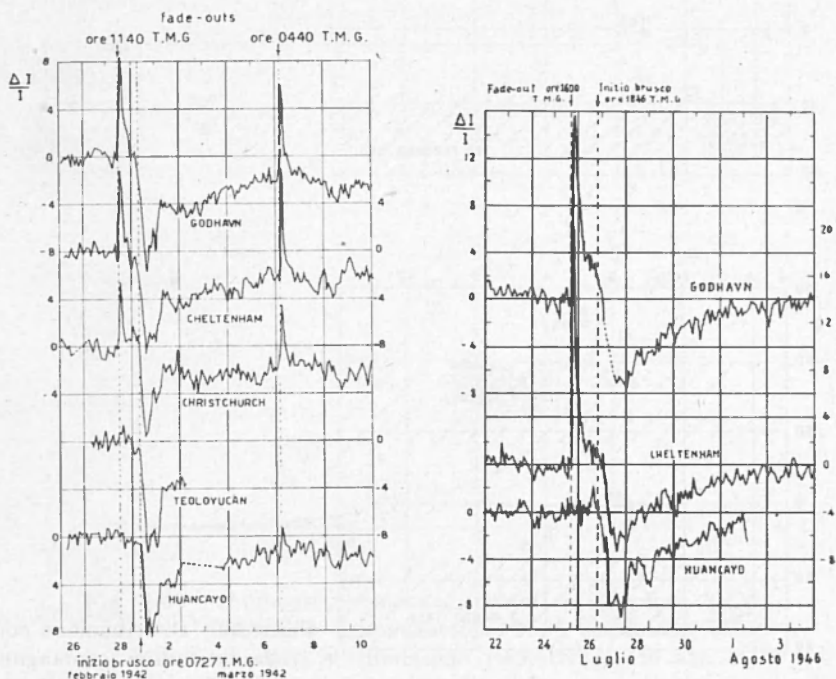


Fig. 4.38 - $\frac{\Delta I}{I}$, variazione percentuale di intensità dei raggi cosmici negli eventi del 28 febbraio e del 7 marzo 1942, a sinistra, e del 25 luglio 1946, a destra (secondo Forbush, Stinchcomb e Schein).

l'effetto del brillamento va attribuito a una radiazione nucleonica le cui particelle singole, tenuto conto dell'effetto di latitudine degli aumenti di intensità, risultano avere nella grande maggioranza energia non superiore alla decina di GeV. Osservazioni dirette delle componenti nucleonica e mesonica effettuate a Manchester (138) hanno permesso di stabilire che l'aumento della prima rispetto al suo livello normale è molto maggiore di quello della seconda (550% contro 12%).

La fig. 4.39 mostra la distribuzione geografica e l'aumento percentuale massimo osservato nei vari luoghi. Le caratteristiche dei dispositivi

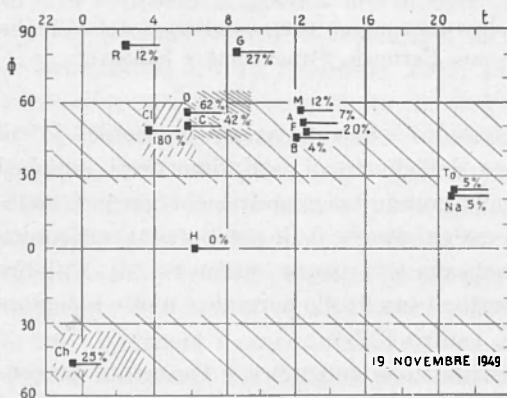
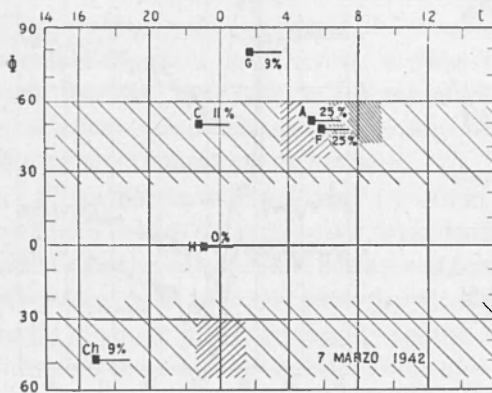
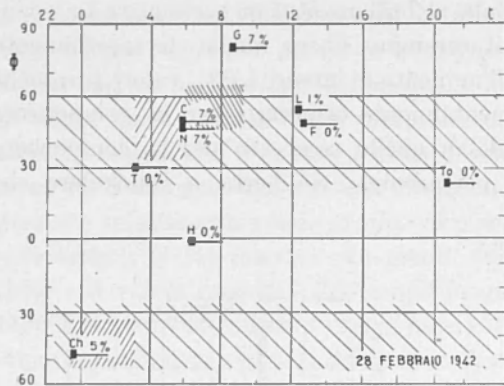


Fig. 4.39 - Distribuzione con la latitudine geomagnetica Φ e col tempo locale t degli aumenti percentuali massimi per tre grandi brillamenti; i tratti orizzontali indicano lo spostamento intervenuto per ciascuno luogo durante il brillamento. Il tratteggio indica le zone dove ci si doveva attendere aumento di intensità; la densità del tratteggio dà idea della intensità relativa prevista (secondo Firor).

di misurazione usati da ciascun autore sono sensibilmente diverse e di conseguenza sotto vari aspetti diversa è stata la elaborazione dei dati. In particolare, Sekido e Yoshida (¹³⁹), adottando una procedura atta a uniformare i risultati sperimentali, hanno studiato l'effetto di latitudine della variazione percentuale di intensità stimata su un intervallo di 15 minuti in corrispondenza alla fase di massima intensità. Alcuni risultati

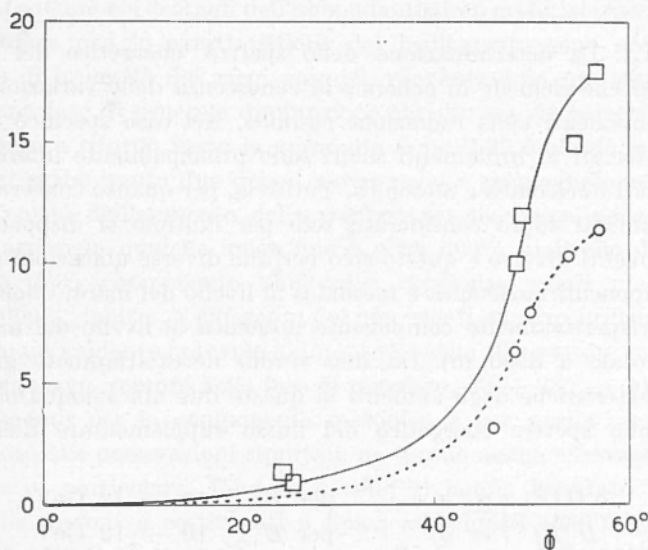


Fig. 4.40 - Aumentati percentuali stimati in funzione della latitudine geomagnetica Φ . I quadratini ed i circuiti si riferiscono rispettivamente alla intensità totale e a quella della componente mesonica (secondo Sekido e Yoshida).

sono presentati in fig. 4.40. L'effetto di latitudine appare assai pronunciato; l'energia massima delle particelle cui va attribuito l'aumento non supera circa 10 GeV.

Nel complesso, le caratteristiche principali degli aumenti di intensità dei raggi cosmici dedotte dallo studio dei quattro brillamenti si possono così riassumere: gli aumenti generalmente seguono di qualche decina di minuti l'inizio del brillamento; essi dipendono fortemente dalla latitudine e dalla longitudine del luogo di osservazione e diverso sembra pure il loro andamento temporale; comunque, la fase di salita della intensità dura in generale solo pochi minuti mentre il ritorno al livello normale richiede un tempo di parecchie ore. L'energia delle particelle responsabili

non supera circa $10 \div 15$ GeV; l'aumento della intensità totale e della componente mesonica cresce rapidamente al crescere della quota, fino a divenire parecchie volte maggiore negli Osservatori di alta montagna, mentre l'aumento della componente nucleonica può essere anche decine di volte superiore a quello della componente mesonica. Quanto alla natura delle particelle aggiuntive, che d'ora in poi chiameremo *extraparticelle*, si tratta con tutta probabilità di nucleoni.

4.5.1.1. La determinazione dello spettro energetico del flusso di extraparticelle richiede in generale la conoscenza delle variazioni per le varie componenti della radiazione cosmica. Nel caso specifico degli aumenti associati ai brillamenti solari sono principalmente interessanti le componenti nucleonica e mesonica. Tuttavia, per quanto concerne i quattro brillamenti sopra considerati, solo per l'ultimo si dispone di dati su componenti diverse e questo solo per due diverse ubicazioni (Manchester, componenti nucleonica e mesonica al livello del mare; Cheltenham e Climax, rispettivamente componente mesonica al livello del mare e intensità totale a 3500 m). Da uno studio necessariamente grossolano delle caratteristiche degli aumenti in queste due ubicazioni Dorman⁽¹⁴⁰⁾ deduce uno spettro energetico del flusso supplementare della forma

$$\frac{\delta D(E)}{D(E)} \begin{cases} \simeq a e^{-t/3} & \text{per } E \lesssim 10 \div 12 \text{ GeV} \\ = 0 & \text{per } E \gtrsim 10 \div 12 \text{ GeV} \end{cases} \quad [4.4]$$

dove $D(E)$ rappresenta lo spettro energetico differenziale in condizioni normali (v. 4.1.2), la costante a ha il valore $11 \div 12$ e il tempo t è misurato in ore a partire dall'istante di massima ampiezza dell'aumento.

Le intensità del flusso di extraparticelle (di energia $> 1,5$ GeV) e del corrispondente flusso energetico emessi dal Sole sono state valutate all'istante $t = 0$ in $\sim 10^7 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{sterad}^{-1}$ e $10^8 \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$ rispettivamente; il numero totale di extraparticelle emesse durante tutta la durata del brillamento è risultato dell'ordine di 10^{32} .

4.5.2. *L'aumento del 23 febbraio 1956.* — Il brillamento da cui l'aumento è stato provocato, classificato di importanza $3+$, fu osservato visualmente alle 0334 T.M.G. e il suo inizio effettivo fu estrapolato alle ore 0331 ± 1 , alla longitudine eliografica 74° ovest e alla latitudine di 23° nord; la massima estensione (circa 1300 milionesimi) fu raggiunta alle 0342; il termine, infine, si ebbe alle 0415. L'aumento massimo di intensità della radiazione H_α fu del 303%. Durante il brillamento fu anche

registrato un brusco ed eccezionalmente intenso aumento di intensità della radioemissione solare su tutte le frequenze osservate (tra circa 20 e 10.000 MHz). Al brillamento furono associate le perturbazioni geomagnetiche e ionosferiche tipiche dei brillamenti maggiori. Anche da segnalare che Kuzmin e coll. ⁽¹⁴¹⁾ riscontrarono a Jakutsk (lat. geomagn. 51° N) un aumento di 10 °C nella temperatura alla quota di 50 mbar (spessore di atmosfera ~ 48 g/cm²).

Senza entrare nei dettagli dell'abbondantissimo materiale raccolto ⁽¹⁴²⁾, si può notare che le caratteristiche del brillamento sono eccezionali; l'aumento di intensità dei raggi cosmici, relevantissimo, era stato preceduto da una fase di generale diminuzione che durava da parecchi giorni, con tendenza a ritorno verso la normalità dopo il 20 febbraio, e durante la quale si erano avute due deboli perturbazioni geomagnetiche a inizio brusco: l'entità dell'aumento della componente mesonica nella fase di massimo arrivò in qualche luogo fino a oltre 300% al livello del mare; l'aumento della componente nucleonica raggiunse valori massimi di 4000 ÷ 5000%; inoltre, a differenza dei precedenti quattro brillamenti, fu riscontrato un aumento notevole di intensità anche all'equatore geomagnetico (a Huancayo, sempre nella fase di massimo, 20 ÷ 23% e 30 ÷ 40% rispettivamente per la componente mesonica e per quella nucleonica).

Accanto alle osservazioni riportate ne furono anche effettuate di più specifiche: in particolare, Filosofo e coll ⁽¹⁴³⁾ hanno misurato l'eccesso positivo dei mesoni μ costituenti il flusso addizionale, nell'intervallo di energie 0,7 ÷ 1,3 GeV, trovando per esso nelle due ore dalle 0300 T.M.G. alle 0500 un valore medio del 57%, triplo dell'eccesso positivo in condizioni normali. Questo notevole valore dell'eccesso positivo è attribuibile alla piccola molteplicità di riproduzione delle extraparticelle che, di conseguenza, nella grande maggioranza sono da ritenersi protoni e solo in piccola parte neutroni e particelle α .

D'altra parte effetti di aumento osservati nell'emisfero oscuro e il fatto che l'aumento in luoghi in cui il Sole era più alto sull'orizzonte sia risultato minore di quello osservato in altre zone sono ulteriori argomenti che consentono di ritenere trascurabile o addirittura nullo un eventuale contributo all'aumento da parte di particelle elettricamente neutre.

Il notevole numero di Osservatori ove gli effetti del brillamento furono misurati ha consentito di determinare con buona precisione l'istante di inizio e l'andamento temporale dell'aumento di intensità in tutta una zona di latitudini tra 83° nord e 73° sud. Gli istanti di inizio sono risultati compresi in un intervallo di circa 9 minuti e così pure sensibilmente sparpagliati nel tempo sono risultati gli istanti di massima ampiezza.

Nei primi minuti la distribuzione geografica degli aumenti si è mostrata in discreto accordo con quella calcolata da Firor⁽¹⁴⁴⁾ nell'ipotesi che la sorgente del flusso di extraparticelle fosse nella direzione del Sole e la apertura angolare del fascio primario fosse di 15° . Questa sensibile anisotropia iniziale sembra indicare l'assenza di un campo magnetico interplanetario uniforme tra Terra e Sole nel momento in cui il brillamento ebbe inizio o almeno ne limita l'intensità a un valore inferiore ai 10^{-6} gauss. L'anisotropia iniziale si è andata poi gradualmente attenuando: ancora presente al termine del brillamento, essa era praticamente scomparsa alle 0500 T.M.G.

L'aumento di intensità della radiazione ionizzante può dirsi esaurito qualche ora dopo, mentre quello della componente nucleonica in qualche luogo è durato fino a $16 \div 18$ ore dopo il brillamento.

Per quanto riguarda il ritardo tra inizio visuale del brillamento e aumento di raggi cosmici, si può pensare a un effettivo ritardo tra emissione elettromagnetica visibile ed emissione corpuscolare. Quanto invece alla distribuzione nel tempo degli istanti di inizio dell'aumento, essa non può essere attribuita che in minima parte a differente velocità delle particelle di diversa energia essendo queste, nella prima fase, relativistiche; si deve piuttosto pensare a una notevole differenza nei cammini percorsi dalle singole particelle. Tale allungamento di percorso non può essere attribuito all'effetto di un campo magnetico più o meno regolare, in particolare uniforme, estendentesi in tutto lo spazio Terra-Sole, in quanto ciò, a parte l'enorme energia necessaria per produrre un campo magnetico in uno spazio così esteso, richiederebbe⁽¹⁴⁵⁾ certe condizioni sulla energia delle particelle e sulle zone di impatto che non sono state riscontrate sui dati di osservazione. Da questi si desume che prime a giungere furono le particelle di energia più alta; il maggior percorso di quelle di bassa energia può essere attribuito a diffusione ad opera di campi magnetici disordinati a distante notevoli dalla Terra (dell'ordine di 10^8 km, cioè della distanza Terra-Sole) ed estesi a volumi molto maggiori di quelli che possono determinare le diminuzioni di Forbush. La presenza di campi magnetici disordinati deve essere invocata anche per giustificare la lunga durata dell'aumento che, come si è detto, si è esaurito in poche ore per la radiazione ionizzante e in $16 \div 18$ ore, invece, per la componente nucleonica, tempo che è comunque assai più lungo della fase del brillamento durante la quale è presumibilmente avvenuta la accelerazione delle extraparticelle.

In definitiva, se si ammette, come sembra plausibile, che l'intervallo di tempo durante il quale avviene l'emissione corpuscolare non superi la

durata visuale del brillamento, si deve pensare a una specie di immagazzinamento delle extraparticelle nello spazio interplanetario per un tempo di molte ore, maggiore per quelle di più bassa energia da cui si origina la componente nucleonica, prima che esse finiscano col disperdersi nello spazio.

4.5.2.1. Quanto alla energia cinetica delle extraparticelle, essa è risultata decisamente maggiore di quanto osservato negli altri quattro aumenti; la presenza di un rilevante aumento di intensità all'equatore geomagnetico consente di fissare in oltre 15 GeV il limite superiore dell'energia per particelle incidenti verticalmente. Tenendo conto della effettiva posizione del brillamento sul disco solare e quindi della posizione relativa della zona del brillamento e della Terra, Sarabhai e coll. (146) hanno valutato tra i limiti approssimativi di 35 e 70 GeV l'energia dei protoni di origine solare osservati a Kodaikanal (lat. geomagn. 1° N) e a Trivandrum (lat. geomagn. 1° S). Il flusso medio dei protoni di energia tra 35 e 70 GeV per tutta la durata del brillamento è risultato 1,5 volte quello normale nello stesso intervallo di energie; il numero di protoni di energia intorno a 50 GeV emessi dal Sole nello stesso tempo è stato valutato dell'ordine di 10^{28} .

Quanto all'energia massima delle extraparticelle si può dire che nessun effetto di aumento fu osservato da Sittkus e coll. (147) nella frequenza degli sciami estesi, prodotti da particelle primarie di energia superiore ai 1000 GeV; quanto invece all'energia minima, essa non risultò superiore a circa 1 GeV, come si è potuto dedurre dall'andamento dell'effetto di latitudine.

La forma analitica dello spettro energetico delle extraparticelle primarie può essere desunta dallo studio delle variazioni di intensità misurate, note che siano le costanti di accoppiamento (*) per le varie componenti della radiazione totale.

La particolare rilevanza dell'evento del 23 febbraio 1956 e la possibilità di usare dati sulla componente nucleonica, per la quale è agevole

(*) Si definisce costante di accoppiamento la funzione $W_{\Phi A}(E, h)$ ove Φ , A , E , h rappresentano rispettivamente la latitudine e la longitudine geomagnetica, l'energia totale e la pressione atmosferica, mediante la quale, nota la variazione relativa $\frac{\delta D(E)}{D(E)}$ dello spettro energetico primario $D(E)$, si può costruire con procedimenti analitici la corrispondente variazione dello spettro energetico secondario e, inversamente, da una variazione di questo si può risalire alla corrispondente variazione dello spettro primario.

determinare la costante di accoppiamento, consente di determinare con apprezzabile accuratezza lo spettro energetico differenziale della extraparticelle per la fase di diminuzione nella forma

$$\delta D(E) \sim 3a(t) E^{-7} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{GeV}^{-1} \quad [4.5]$$

ove la quantità $a(t)$ esprime la dipendenza temporale che secondo Meyer, Parker e Simpson (¹⁴⁸) è del tipo $t^{-1,5}$ per particelle di energia più bassa e invece del tipo $e^{-t/T}$ per le particelle di energia più elevata; secondo Ehmert e Pfozter (¹⁴⁹), invece, essa è del tipo t^2 . Conviene precisare esplicitamente che, per il modo stesso con cui è stata ottenuta, la espressione [4.5] rappresenta lo spettro delle extraparticelle nella fase in cui va instaurandosi la isotropia, che è la fase durante la quale arrivano le extraparticelle diffuse. Quanto invece allo spettro energetico delle extraparticelle direttamente provenienti dal Sole sulle zone di impatto nei primi minuti dell'aumento è stato suggerito da Kawabata e coll. (¹⁵⁰) che esso debba essere meno ripido di quello delle extraparticelle diffuse; in effetti, Pfozter (¹⁵¹) ha trovato uno spettro differenziale di rigidità della forma

$$\delta D(p) \propto p^{-3,4} \quad [4.6]$$

per protoni di rigidità tra 2,5 e 6 GeV/(Ze).

Lo spettro [4.5] è assai più ripido di quello normale dei raggi cosmici (fig. 4.41) ed esprime la netta prevalenza di particelle di energia relativamente bassa nella emissione corpuscolare solare associata al brillamento.

L'energia totale emessa sotto forma di radiazione corpuscolare è stata valutata (¹⁴⁸) non inferiore a $3 \cdot 10^{30}$ erg; la energia emessa nel visibile fu invece dell'ordine di 10^{32} erg, confrontabile con la precedente. Tali energie risultano assai maggiori di quella emessa come energia elettromagnetica di altra forma (dell'ordine di 10^{25} erg per la radioemissione). Ciò induce a ritenere non improbabile che un notevole flusso di energia elettromagnetica sia in effetti sfuggito all'osservazione, oppure che ci sia stato un notevole contributo di radiazione non osservata direttamente, per es. quello dei raggi X. Resta comunque assodato che nell'evento solare il meccanismo di accelerazione delle extraparticelle deve essere molto efficace, si da utilizzare una frazione notevole della energia totale resa disponibile durante il brillamento.

Le costanti di accoppiamento per le varie componenti determinate in occasione dell'evento del 23 febbraio consentono di rideterminare con apprezzabile accuratezza lo spettro energetico delle estraparticelle solari

in occasione del brillamento del 19 novembre 1949. Questo, determinato in maniera assai grossolana data la scarsità di dati sperimentali disponibili (in particolare, mancanza di misure sulla componente nucleonica), era stato assunto estendersi non oltre un limite superiore di energia di

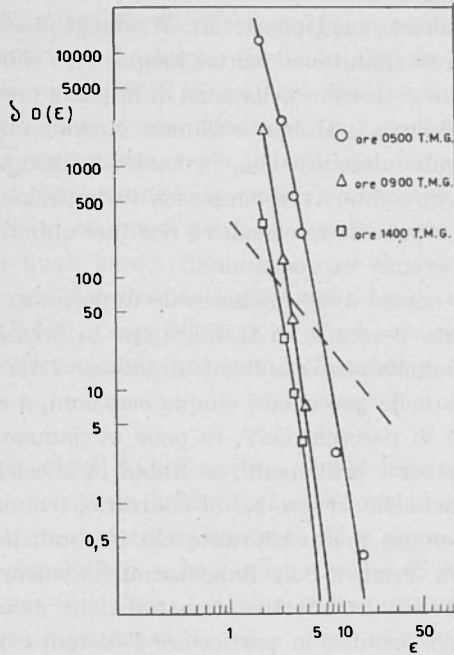


Fig. 4.41 - Spettro energetico differenziale $\delta D(E)$, in unità arbitrarie, delle extraparticelle diffuse in tre diversi istanti; la linea tratteggiata rappresenta lo spettro normale. L'energia E è in GeV (secondo Simpson).

circa $10 \div 12$ GeV. Secondo la nuova determinazione lo spettro energetico differenziale delle extraparticelle è invece della forma

$$\delta D(E) \propto E^{-n} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{GeV}^{-1} \quad [4.7]$$

con $n = 4 \div 5$.

Appare allora chiaro che in occasione di brillamenti diversi l'esponente caratteristico dello spettro può differire sensibilmente. Ciò può indicare la presenza di più o meno sensibili differenze nel modo di accelerazione delle particelle e nella loro diffusione dalla regione di accelerazione, oltre, naturalmente, alla possibilità di differenza nelle condizioni elettromagnetiche della regione di spazio interessata all'evento.

4.5.3. Un altro effetto di perturbazione dei raggi cosmici al suolo è stato segnalato da McCracken⁽¹⁵²⁾ il 31 agosto 1956. L'effetto è stato attribuito a un brillamento di importanza 3 avvenuto alle 1226 T.M.G. alle coordinate eliografiche di circa 15° N e 15° E e durato fino alle 1630; il flusso di estraparticelle ha determinato un lieve aumento di $2 \div 3\%$ nelle intensità nucleoniche a Hobart, Mt. Washington e Climax; l'aumento del flusso non fu simultaneo nei tre luoghi; esso ebbe inizio prima a Mt. Washington, che si trovava nella zona di impatto prevista da Firor, e poi, parecchi minuti dopo, a Hobart e Climax. Nessun aumento fu registrato sulla componente mesonica che, in base a quanto avvenuto nelle precedenti occasioni, dovrebbe avere ampiezza varie decine di volte inferiore a quella della componente nucleonica e risultare quindi praticamente non osservabile nell'evento in questione.

L'evento del 31 agosto 1956 ha notevole importanza dal punto di vista teorico in quanto permette di stabilire che in occasione di brillamenti possono aversi anche *piccoli* aumenti di intensità dei raggi cosmici, sempre dovuti, come nelle precedenti cinque occasioni, a extraparticelle di energia dell'ordine di parecchi GeV. Si pone ovviamente il problema se effettivamente, in certi brillamenti, si abbia la accelerazione di un piccolo numero di particelle ovvero se, al contrario, il numero di particelle accelerate sia sempre molto rilevante ma le condizioni fisiche esistenti nello spazio tra Terra e Sole impediscano in misura notevole la propagazione verso Terra. Le effettive caratteristiche della fase iniziale dell'aumento dei raggi cosmici, in particolare l'esistenza di zone di impatto, sembrano suggerire la prima delle due possibilità.

4.5.4. L'esame dei dati di osservazione sopra ricordati consente anche alcune altre conclusioni interessanti di carattere generale in merito al tipo di brillamento atto a provocare aumenti di raggi cosmici. Come McCracken⁽¹⁵³⁾ ha posto in particolare evidenza, sui sei casi di aumento esaminati nei paragrafi precedenti, si è notato, nei quattro casi del 25 luglio 1946, 19 novembre 1949, 23 febbraio e 31 agosto 1956, che il brillamento fu sufficientemente intenso da osservarsi anche in luce bianca; nel caso del 28 febbraio 1942 nessun effetto fu osservato in luce bianca mentre per il 7 marzo 1942 nulla si può dire in quanto la presenza di un brillamento fu solo indirettamente associata. È da notare che il 5 marzo 1946 e il 23 marzo 1958 si ebbero due brillamenti osservati anche in luce bianca, ma non accompagnati da alcun effetto sui raggi cosmici, al suolo. Nel primo di questi due eventi erano in funzione pochi rivelatori, atti per di più a misurare solo la intensità della componente mesonica, cosicchè

l'eventuale effetto sui raggi cosmici potrebbe anche essere sfuggito all'osservazione. Nel secondo caso invece, avvenuto nel corso dell'Anno Geofisico Internazionale, si può con certezza stabilire l'assenza di ogni effetto sulla radiazione cosmica; può essere interessante osservare che il brillamento avvenne in prossimità del bordo *est* del Sole mentre i sei precedenti brillamenti aventi effetto sui raggi cosmici erano avvenuti in tre casi in prossimità del bordo *ovest* e in altri tre casi nell'intervallo di longitudini eliografiche $0^\circ \div 15^\circ$ est; nei limiti entro i quali una statistica così povera può avere significato, si è portati a sospettare che i brillamenti che avvengono verso il bordo est hanno scarsa probabilità di influenzare i raggi cosmici. In realtà, un analogo effetto di simmetria tra gli emisferi est ed ovest del Sole è stato segnalato da Thompson e Maxwell ⁽¹⁵⁴⁾ i quali hanno riscontrato, per il periodo maggio 1957-luglio 1959, che su 10 brillamenti associati a *bursts* di radioemissione del tipo IV (v. 1.5.4.4) e seguiti da *polar black-outs* nove erano localizzati nell'emisfero ovest solare e solo uno nell'emisfero est, a longitudine tra 45 e 50° E.

4.5.5. *Altri effetti di brillamenti.* — In aggiunta agli eventi più spettacolari provocati da brillamenti eccezionalmente attivi sono anche stati riscontrati da vari autori aumenti più o meno rilevanti (dell'ordine del percento) attribuibili a brillamenti anche di importanza modesta.

Già Ehmert ⁽¹⁵⁵⁾ e Clay, Jongen e Dijker ⁽¹⁵⁶⁾ avevano messo in evidenza una certa dipendenza di più o meno rilevanti aumenti dei raggi cosmici dalle eruzioni cromosferiche; Clay, Jongen e Dijker, più in particolare, avevano osservato ad Amsterdam, nell'anno 1947, trenta casi di aumenti notevoli e altrettanti di aumenti più modesti associati a brillamenti, con un ritardo tra massimo di intensità del brillamento e massimo di intensità dei raggi cosmici non superiore alle due ore.

Lord, Elston e Schein ⁽¹⁵⁷⁾, in occasione di un brillamento di importanza 3+ avvenuto il 10 maggio 1949, constatarono un notevole aumento ($\sim 50\%$) della intensità di produzione di stelle di disintegrazione in emulsioni nucleari inviate a circa 140 g/cm², a Camp Ripley (lat. geomagn. 56° N). Un esame più approfondito è stato condotto da Firor ⁽¹⁴⁴⁾ sulle misure della intensità nucleonica a Climax (3500 m) effettuata negli anni 1951-53; egli ha mostrato (fig. 4.42) l'esistenza di aumenti in media poco inferiori a 1%, in coincidenza con quei brillamenti che avvenivano nelle prime ore del mattino locale, cioè proprio nelle ore in cui, stante la anisotropia del flusso di extraparticelle emesso dal Sole, maggiore deve essere l'entità degli aumenti a Climax. Per i brillamenti avvenuti in altre ore,

invece, l'effetto previsto è nettamente minore e non è più separabile dagli errori statistici, come effettivamente si osserva.

Appare evidente da quanto detto che questi piccoli aumenti in ore preferenziali potrebbero anche avere qualche effetto sulle caratteristiche della variazione diurna, la cui ampiezza è appunto dello stesso ordine di grandezza, come effettivamente si osserva.

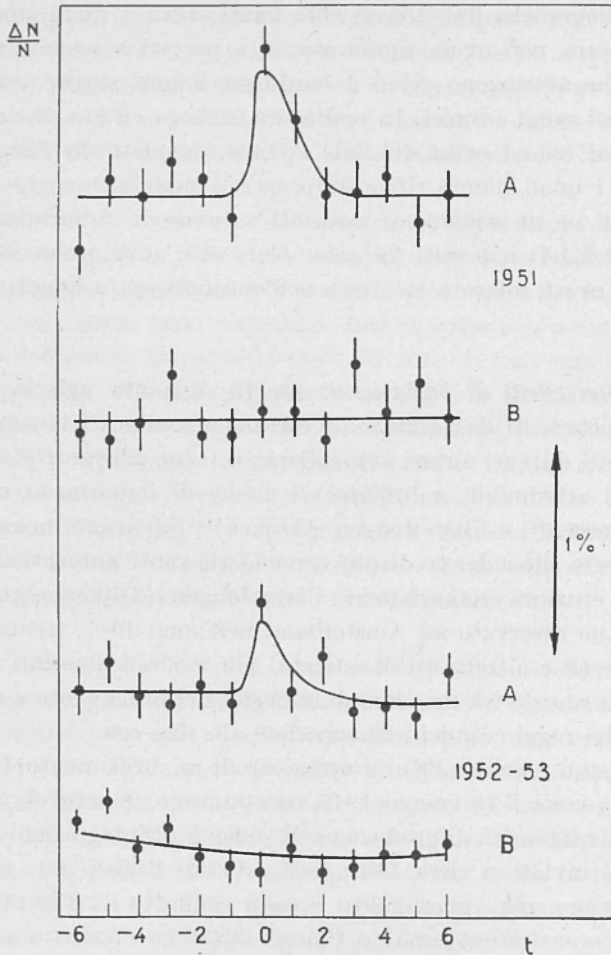


Fig. 4.42 - $\frac{\Delta N}{N}$, variazione percentuale media della intensità della componente nucleonica in occasione di piccoli brillamenti avvenuti nelle prime ore del mattino (curve A) e nelle altre ore (curve B); il tempo è in ore; l'istante $t = 0$ è quello di inizio del brillamento (secondo Firor).

I risultati di Firor suggeriscono la possibilità di un maggiore aumento in alta quota. Effettivamente Pomerantz ⁽¹⁵⁸⁾ ha osservato, a latitudine geomagnetica di 52° N e sotto piccoli spessori di atmosfera, parecchi casi di aumento, durante periodi di particolare attività solare nel corso degli anni 1947-52. Egli misurava l'intensità della radiazione primaria a profondità atmosferiche inferiori a 15 g/cm² (tranne un caso a 32 g/cm²): su un totale di nove eventi solari, individuati da radioemissione o da brillamenti o da ambedue simultaneamente, in solo quattro casi sono stati effettivamente osservati aumenti di intensità, finanche del 20% e oltre. È rilevante il fatto che i cinque rimanenti eventi, due dei quali associati a un brillamento di importanza 3, non hanno determinato alcun effetto sui raggi cosmici, nemmeno nella parte dello spettro che corrisponde alle più basse energie (~ 100 MeV) che possono essere rivelate sotto spessori di solo 10 g/cm². Questo risultato negativo è ulteriormente confermato dall'assenza di ogni effetto sotto uno spessore di 7 g/cm² (e alla latitudine geomagnetica di ben 69° N) riscontrata in uno dei cinque casi negativi. Si può osservare che non sussiste un'apparente semplice correlazione tra l'importanza del brillamento e l'occorrenza o meno di un aumento. A quanto già detto si può aggiungere che in uno dei quattro casi in cui si è avuto un aumento, esso fu concomitante a due brillamenti di importanza 1, mentre in un altro si ebbero quattro brillamenti di importanza 1,1 —, 2 e 1 rispettivamente.

Più recentemente Corrigan, Singer e Swetnick ⁽¹⁵⁹⁾ hanno segnalato, per la latitudine geomagnetica di 55° N e alla quota di circa 160 g/cm², due eventi avvenuti il 9 agosto 1957 nei quali si è avuto un aumento di intensità di circa il 30%, di durata eccezionalmente breve dalle 1349 T.M.G. alle 1352 e dalle 1433 alle 1435: l'evento solare responsabile è probabilmente un brillamento di importanza 1, iniziatosi alle 1330.

Circa l'intensità di produzione di extraparticelle nei piccoli brillamenti, Firor, Simpson e Treiman ⁽¹⁶⁰⁾ hanno stimato, come media su un ciclo solare, in $2 \cdot 10^{23} \text{ sec}^{-1} \cdot \text{GeV}^{-1}$ il numero di protoni di energia centrata intorno a 4 GeV complessivamente prodotti per unità di tempo dai brillamenti solari di importanza inferiore a 1+.

4.6. Radiazione molle in alta quota nelle zone aurorali.

La presenza dell'atmosfera determina un apprezzabile assorbimento di energia sulle particelle primarie costituenti la radiazione cosmica: un protone primario nell'attraversare l'atmosfera perde per sola ionizzazione una energia di circa 2 GeV. L'energia minima che un primario deve pos-

sedere perchè sia osservabile al suolo direttamente o indirettamente dai suoi secondari deve perciò essere maggiore di tale limite inferiore. Se si tiene conto anche dell'effetto di latitudine si deduce che, per latitudini geomagnetiche superiori a quelli di taglio per particelle di energia cinetica $T \sim 2$ GeV dovrebbe riscontrarsi, al suolo, dalla latitudine $\Phi \sim 55^\circ$ in su la costanza della intensità di raggi cosmici (a parte le eventuali e più o meno rilevanti variazioni determinate dai cambiamenti di forma dei coni di incidenza permessi, previsti dalla teoria di Störmer di cui parleremo al capitolo 6). La presenza eventuale di particelle di energia cinetica inferiore a ~ 2 GeV deve allora esser ricercata in alta quota. In realtà, particelle di tali energie debbono ritenersi presenti solo in certe fasi della attività solare in quanto, come abbiamo visto in 4.2.2 (fig. 4.2), già in periodi di bassa attività solare la intensità al suolo rimane praticamente costante oltre i 50° di latitudine geomagnetica; ciò significa che nel caso in esame mancano particelle primarie di energia cinetica inferiore a circa 3 GeV.

I dati di osservazione mostrano che, a parte la presenza di protoni di energia dell'ordine del centinaio di MeV nella fase di minima attività solare (v. 4.3.6), non si osserva *normalmente* alcuna traccia, nemmeno indiretta, di particelle di energia dell'ordine del MeV o inferiore; conviene a questo riguardo ricordare che le particelle che provocano l'aurora polare hanno energie appunto di tale ordine di grandezza (v. 2.4.4.2).

In qualche sporadica occasione è stata tuttavia segnalata la presenza di radiazione di così bassa energia. Primi a osservare una radiazione molle a quote oltre i 50 km, nelle zone aurorali, furono Meredith, Gottheb e van Allen (¹⁶¹). Gli Autori, in occasione di due lanci di razzi *rockoon* alle 1100 T.M.G. del 28 luglio e alle 2224 del 30 agosto 1953 alle latitudini geomagnetiche rispettivamente di 74° e 64° N, osservarono al disopra di circa 60 km nel primo caso (fig. 4.43) e di circa 40 km nel secondo un forte aumento con la quota della intensità registrata da un contatore di Geiger: a seconda che si attribuisca l'aumento all'effetto di un flusso monodirezionale di extraparticelle oppure di un flusso isotropicamente proveniente da un semispazio, si può stimare la intensità di tali particelle a valori dell'ordine di $10 \div 20 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$ o, rispettivamente, di $2 \div 3,5 \text{ particelle} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{sterad}^{-1}$. Tenendo conto del fatto che in precedenti lanci alle latitudini geomagnetiche di $55^\circ,6$ e $88^\circ,5$ N non era stato osservato alcun aumento a quote oltre i 30 km, viene piuttosto spontaneo pensare che si abbia qualche relazione tra il tipo di aumento osservato e i fenomeni di aurora polare; in tale ordine di idee, essendo la intensità misurata di parecchi ordini di grandezza inferiore alle intensità

del flusso di particelle aurorali (v. 2.4.4.2) occorre assumere che la radiazione osservata costituisca la coda di alta energia dello spettro delle particelle aurorali stesse. Le energie minime che queste dovrebbero possedere, tenuto conto dello spessore di aria attraversato, non potrebbero essere inferiori a circa 3 MeV nel caso di elettroni e a circa 35 MeV nel caso di protoni. In realtà, alle energie indicate, le traiettorie degli elettroni

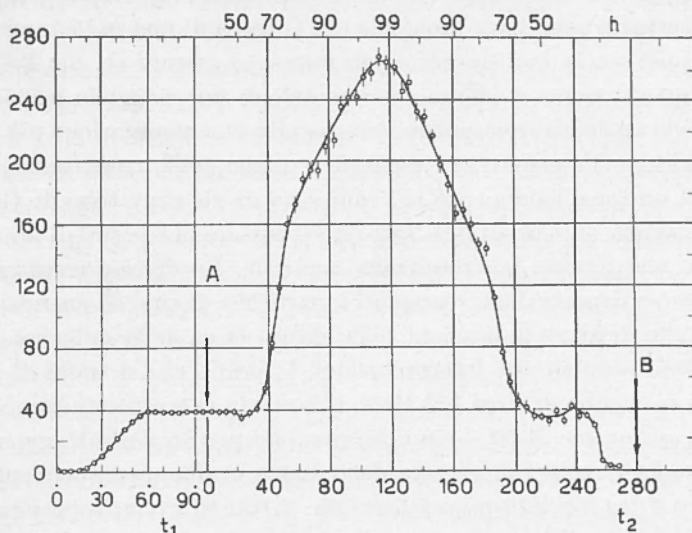


Fig. 4.43 - Intensità misurata (in impulsi/sec) da un contatore di Geiger. L'altezza h è in km; i tempi t_1 , in minuti, e t_2 , in secondi, sono misurati a partire dall'istante di lancio del pallone e dall'istante A in cui parte il razzo; il razzo ricade al suolo all'istante B (secondo Meredith, Gottlieb e van Allen).

e dei protoni si avvolgono a spirale intorno alle linee di forza del campo magnetico terrestre con un raggio di curvatura di qualche decina di metri o, rispettivamente, di circa 8 km; se si ricorda che la scala delle inomogeneità spaziali nelle aurore è dell'ordine del chilometro, si deduce che le particelle osservate sono con tutta probabilità elettroni.

Quanto all'origine delle particelle c'è da osservare che esse non possono raggiungere la Terra dall'esterno, lungo le traiettorie tipiche calcolate da Störmer, in quanto già per raggiungere la latitudine geomagn. di 64° esse dovrebbero possedere energia di circa 150 MeV; in tal caso sarebbero capaci di attraversare uno spessore di atmosfera di $\sim 17 \text{ g/cm}^2$ (se protoni) e di $\sim 60 \text{ g/cm}^2$ (se elettroni), e di raggiungere quindi quote sensi-

bilmente più basse (rispettivamente ~ 30 e ~ 20 km dal suolo) di quelle effettivamente raggiunte. Gli argomenti addotti sono in favore di una origine « locale » delle particelle osservate; in effetti, come si è visto in 2.4.4 e 2.4.5, vari autori attribuiscono parte della manifestazione aurorale a particelle di origine locale. Per quanto riguarda il lancio del 28 luglio, c'è da osservare che esso avvenne alle 0700 di tempo locale e quindi, se l'aumento di radiazione è dovuto a una radiazione corpuscolare aurorale, è tuttavia assai poco probabile che si tratti di una radioaurora, dato che a quell'ora la radioaurora è praticamente assente (v. fig. 2.8).

A questa prima evidenza sperimentale di una possibile relazione tra radiazione molie e aurora polare, fece seguito una osservazione più diretta di Winckler e Peterson ⁽¹⁶²⁾ i quali, il 1° luglio 1957, osservarono a Minneapolis un forte incremento nel conteggio di un contatore di Geiger e di una camera di ionizzazione, sotto uno spessore di 8 g/cm² di atmosfera, durante una intensa manifestazione aurorale. Le diverse caratteristiche e la diversa risposta degli strumenti a particelle di tipo ed energia diversi consentono di avere indicazioni sulla natura fisica della radiazione osservata. Sono possibili due interpretazioni, la prima che si tratti di protoni primari di energia di circa 120 MeV, la seconda che si tratti di raggi X di energia dell'ordine di 50 ÷ 70 keV, prodotti per *bremsstrahlung*, a quote più alte, da elettroni di energia dello stesso ordine, corrispondenti a un rapporto $\beta = v/c$ intorno a 0,5 (v. fig. 2.16); tuttavia, sebbene a priori la prima eventualità non possa essere esclusa, le argomentazioni svolte in 2.4.4.1 e 2.4.5, relativamente alla eccitazione della luminosità aurorale, indicano come poco probabile che una aurora possa essere attribuita a protoni di energia così elevata. Se si individua la causa della aurora visuale in un evento solare e si assume, come sembra ragionevole, che essa presenti un ritardo rispetto a questo dell'ordine di un giorno si deduce, per il fascio di particelle primario, un $\beta \cong 0,01$: un tale basso valore di β , che per protoni corrisponde a valori della energia dell'ordine di qualche decina di keV, che è quella attribuibile ai protoni in base alle osservazioni spettroscopiche degli archi aurorali (v. 2.4.4), corrisponderebbe invece, per elettroni, a soli 30 eV; questa energia è troppo bassa perchè si possa concludere in favore di una origine primaria degli elettroni. L'interpretazione dei risultati sperimentali richiede allora la presenza di un meccanismo di trasferimento di energia da protoni primari a elettroni *locali*, con successivo irraggiamento di raggi X da parte di questi; effettivamente un modello di questo tipo è stato proposto da Kellogg (v. al capitolo 6).

Van Allen e coll. ⁽¹⁶³⁾ hanno segnalato altri numerosi casi di aumenti di intensità registrati a quote da un limite inferiore di ~ 40 km fino al

bordo inferiore delle aurore, mediante dispositivi di conteggio sistemati su razzi, aumenti che sono risultati più frequenti alle latitudini aurorali e che sono stati attribuiti a raggi X oppure, per le quote più elevate, direttamente alla radiazione corpuscolare causa della aurora polare. Quanto alla intensità di tale flusso supplementare essa è stata indicata in $10^8 \div 10^9$ elettroni \cdot cm $^{-2}$ \cdot sec $^{-1}$, mentre la energia individuale è stata valutata tra 10 e 100 keV. Winckler e coll. (¹⁶⁴) hanno esaminato a Minneapolis, in dettaglio, l'andamento temporale della intensità misurata mediante dispositivi mantenuti a 10 g/cm 2 da palloni, durante tre aurore avvenute nell'estate 1957. È risultata una certa associazione tra la successione della manifestazione aurorale e la intensità dei raggi X ; questa, nella fase di intensità massima, risultò di 0,20 e 0,39 milliroentgen/ora in due occasioni e addirittura > 20 nella terza. In quest'ultimo evento il flusso di raggi X presentò un brusco aumento durante la fase di ascesa del pallone, allorchè il contatore si trovava ancora alla notevole profondità di 47 g/cm 2 (~ 20 km sul suolo). L'energia media dei raggi X risulta compresa tra 60 e 100 keV, mentre il coefficiente di assorbimento è dell'ordine di $5 \div 7$ g/cm 2 . La densità di corrente elettronica sufficiente a fornire le intensità di raggi X osservate è stata valutata dell'ordine di $3 \cdot 10^6$ elettroni \cdot cm $^{-2}$ \cdot sec $^{-1}$, pari a circa 5 mA/km 2 ; se si tiene conto della sensibile diminuzione per assorbimento nella penetrazione fino a 10 g/cm 2 sia degli elettroni che dei raggi X , il flusso alle quote aurorali è dell'ordine di grandezza di quello tipico delle manifestazioni aurorali. La fig. 4.44 riporta l'andamento delle intensità misurate durante la seconda delle tre occasioni sopra considerate.

In occasione di una tempesta magnetica, avvenuta il 29 agosto 1957 e associata a una diminuzione di Forbush, anche Anderson (¹⁶⁵) ha rivelato, su un contatore e una camera di ionizzazione a Churchill, alla quota di 8,3 g/cm 2 , *bursts* di raggi X di circa 100 keV, attribuibili a elettroni di energia di qualche centinaio di keV; la intensità di tali elettroni fu valutata in $3 \cdot 10^5$ cm $^{-2}$ \cdot sec $^{-1}$ \cdot sterad $^{-1}$. Il fatto che il brusco aumento di intensità nei rivelatori si sia manifestato praticamente in coincidenza con l'inizio della tempesta magnetica, come pure la rapidità delle fluttuazioni della intensità dei raggi X già riscontrata dagli altri autori, ribadiscono in maniera convincente che il meccanismo di accelerazione degli elettroni che irradiano agisce a poca distanza da Terra piuttosto che sul Sole.

Ancora Winckler e coll. (¹⁶⁶), sempre a Minneapolis, hanno esaminato particolareggiatamente l'insieme dei fenomeni geofisici che hanno accompagnato la intensa perturbazione dell'11 febbraio 1958. L'inizio brusco

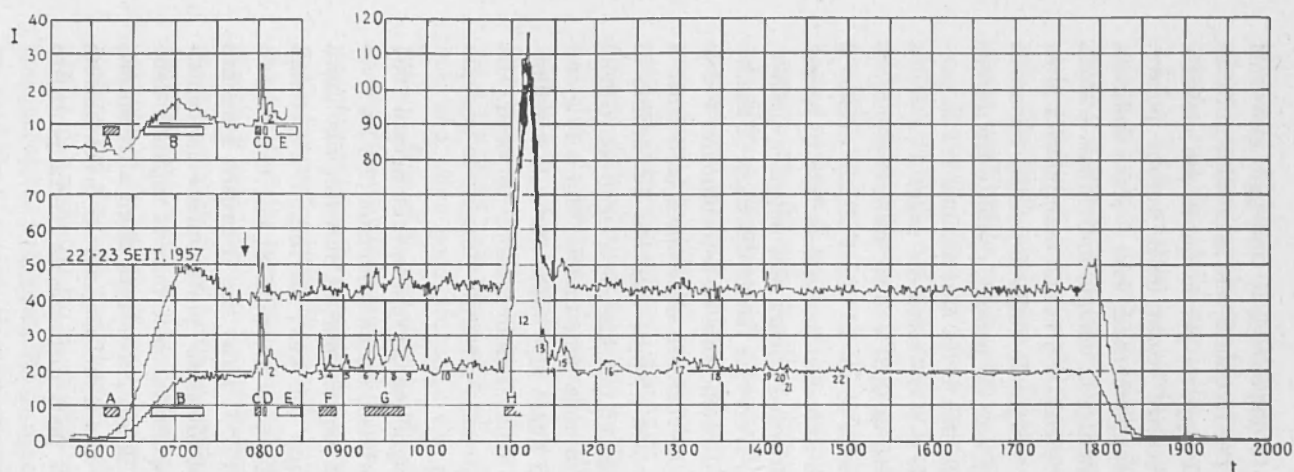


Fig. 4.44 - Intensità misurata in camera di ionizzazione (curva inferiore, in unità 10^{-3} impulsi/sec), in un contatore (curva superiore, in impulsi/sec) e un in contatore a fotoni (curva in alto a sinistra, in impulsi/sec); t , tempo medio di Greenwich. Il lancio del pallone ebbe luogo intorno alla mezzanotte del 22 settembre 1957 durante una pausa di una intensa attività aurorale che durava dalla sera precedente. La freccia indica l'istante in cui il pallone raggiunse la quota massima (14 g/cm^2). Le lettere indicano le successive fasi della manifestazione aurorale e i numeri i successivi *bursts* registrati. *A*, raggi fiammeggianti che raggiungono lo zenit da tutte le direzioni. *B*, drappeggi verso nord. *B-C*, archi estendentisi attraverso lo zenit fin quasi all'orizzonte verso est e verso ovest; oscurità verso nord. *C*, formazione di raggi estremamente intensi in tutte le direzioni; intense chiazze verso ovest a 30° sull'orizzonte. *D*, dopo una diminuzione ricomparsa di chiazze rosse. *E*, raggi fiammeggianti; scomparsa della colorazione rossa e diminuzione di attività. *F*, intensi raggi a nord-ovest; colorazione rossa; intenso fiammeggiamento a ovest e aumento generale di attività. *G*, comparsa di intensi raggi a ovest, nord e est, con formazione di corona; alle 0945 ricompare la colorazione rossa. Dopo la fase *G* l'attività generale decresce e si hanno raggi fiammeggianti. *H*, intense strutture raggiate rosse verso est, a 30° sull'orizzonte. Successivamente l'osservazione dell'aurora visuale cessa per l'avvicinarsi dell'alba (secondo Winckler, Peterson, Arnoldy e Hoffman).

della tempesta magnetica si ebbe alla 0126 T.M.G. e simultaneamente fu osservata visualmente l'aurora. La intensità di questa risultò particolarmente notevole nella zona spettrale del verde e del rosso, mentre la forma persistè per lunghi periodi di tempo senza variazioni notevoli. Appare chiaramente una correlazione di due grosse baie nella componente orizzontale del campo magnetico terrestre (fig. 4.45) con la radiazione X (come pure con l'assorbimento dei rumori cosmici sulla frequenza di 18 MHz registrati a Boulder).

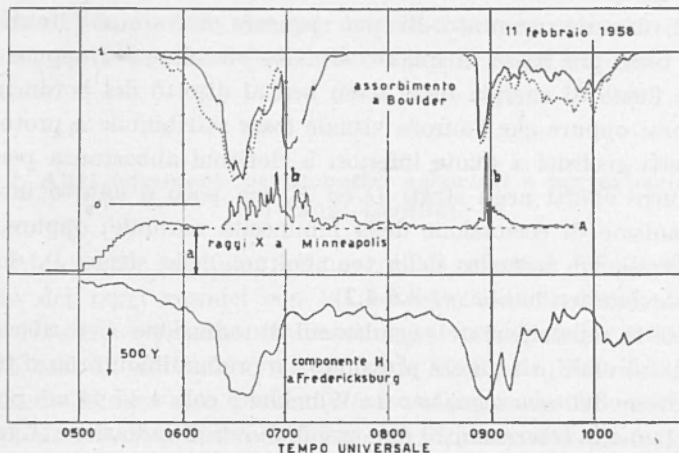


Fig. 4.45 - In alto, diminuzione della intensità dei rumori cosmici rispetto al suo valore normale, nella direzione verticale (linea continua) o complessiva da tutte le direzioni (linea tratteggiata). Al centro, intensità di ionizzazione in camera di ionizzazione: *a*, intensità normale; *b*, *burst* dovuti a raggi X ; *A*, fine della misurazione. In basso, andamento della componente orizzontale H del campo magnetico terrestre (secondo Winkler, Peterson, Hoffman Arnoldy).

I raggi X risultarono, sotto uno spessore di circa 13 g/cm^2 , di energia di circa 100 keV , con coefficiente di assorbimento di circa 7 g/cm^2 . La stretta correlazione temporale tra perturbazione geomagnetica e radiazione X , generalmente non riscontrata in altri casi analoghi, induce a ritenere comune la causa dei due eventi, attribuibile a un flusso di elettroni di energia dell'ordine del centinaio di keV che determina cambiamenti di conducibilità nello strato E e dà origine per *bremstrahlung* a raggi X . Le caratteristiche dell'assorbimento dei rumori cosmici sotto varie inclinazioni consentono di individuare una densità elettronica di $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ su di una estesa regione, di dimensioni dell'ordine delle centinaia di km ,

alle quote degli strati D ed E . Il flusso di elettroni è stato valutato in circa $6 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$. L'interpretazione esposta presenta tuttavia alcune difficoltà in quanto l'altezza minima dell'aurora fu valutata a circa 200 km e allora, se tale limite inferiore venisse individuato come il limite inferiore di penetrazione degli elettroni (o di altro eventuale agente ionizzante), l'assorbimento dei rumori cosmici non potrebbe essere considerato come effetto secondario a un flusso elettronico bensì a raggi X prodotti dagli elettroni per *bremstrahlung*; in questo secondo caso, però, si richiederebbe un flusso di radiazione X $10^3 \div 10^4$ volte più intenso di quello effettivamente misurato. Si può pensare a varie alternative: che l'aurora fosse più bassa di quanto stimato visualmente; oppure che un notevole flusso di energia fosse sceso ben al disotto del bordo inferiore dell'aurora; oppure che l'aurora visuale fosse attribuibile a protoni e gli altri effetti geofisici a quote inferiori a elettroni abbastanza penetranti da produrre effetti negli strati D ed E , ma poco o affatto interessati al meccanismo di eccitazione della luminosità aurorale; oppure, infine, che si avesse un aumento della temperatura nello strato D , dovuto a in campo elettrico locale (v. 3.6.4.2).

Tutte le soprariportate segnalazioni di radiazione X si riferiscono a latitudini aurorali (o a queste prossime) e a profondità intorno ai 10 g/cm^2 , con eccezione del caso segnalato da Winckler e coll. a 47 g/cm^2 . Sono perciò doppiamente interessanti i due casi di *bursts* di radiazione X osservati da Brown (¹⁶⁷) a Berkeley (lat. geomagn. 44° N) sotto uno spessore di $\sim 50 \text{ g/cm}^2$, corrispondente alla quota di massima intensità della radiazione cosmica (massimo di Pfozter). Il confronto tra la intensità totale della radiazione ionizzante misurata da un contatore sotto tale spessore e quella della componente nucleonica al suolo (che normalmente, alla latitudine considerata, stanno in un rapporto 2,2 : 1) rivela che in due occasioni, il 17 aprile e l'8 luglio 1958 si è registrato, per una durata di qualche minuto, un aumento di intensità della radiazione ionizzante. In ambedue i casi l'eccesso di radiazione fu registrato circa 15 ore dopo l'inizio di una tempesta magnetica; nel caso dell'8 luglio la tempesta magnetica fu piuttosto intensa e l'aumento di radiazione fu associato a una notevole aurora che si spinse progressivamente fino a latitudine geomagnetica di 50° N , di pochi gradi superiore a quella di Berkeley; nel caso del 17 aprile la tempesta magnetica fu piuttosto debole, ma si ebbero intense manifestazioni aurorali il giorno prima e il giorno dopo, che però non scesero sotto la latitudine geomagnetica di 55° N .

Quanto alla natura della extraradiazione osservata da Brown, i dati sperimentali, come già per i casi precedenti, non contrastano con

l'ipotesi che si tratti di raggi X (salvo eventualmente ritenerli di energia un po' maggiore); particolarità invece più notevole è che la extraradiazione osservata da Brown, come pure quella osservata da Anderson, permane sensibilmente costante per un intervallo di tempo abbastanza lungo, a differenza di quella osservata da Winckler e coll. che ebbe piuttosto l'aspetto di brevi *bursts*, più o meno associati all'evolversi della concomitante manifestazione aurorale. La presenza di tempeste magnetiche nelle due occasioni di extraradiazione al massimo di Pfozter può far pensare a un effetto associato alle perturbazioni geomagnetiche, piuttosto che all'aurora, dato che, pur essendoci uno spostamento di questa verso sud, tuttavia nel luogo di osservazione nessun fenomeno aurorale fu presente.

4.7. Altri fenomeni perturbativi associati a perturbazioni dei raggi cosmici.

È interessante lo studio delle eventuali relazioni delle variazioni di intensità dei raggi cosmici con le perturbazioni ionosferiche. Dolbear, Elliot e Dawton (¹⁶⁸) hanno analizzato con il metodo delle epoche sovrapposte 35 casi di *fade-outs* avvenuti tra le 0900 e le 1600 T.M.G., assumendo come istante zero quello del *fade-out* e considerando un intervallo di tempo da sei ore prima a dodici ore dopo; l'intensità dei raggi cosmici a Manchester corretta per la variazione diurna subisce un brusco aumento percentuale di circa 0,3% in corrispondenza al *fade-out* (fig. 4.46); l'effetto appare regolato dal tempo locale, in quanto nessun analogo aumento si riscontra in corrispondenza ai 69 *fade-outs* osservati in Australia tra le 1600 e le 0900 T. M. G. cioè nella faccia oscura della Terra.

Altro fenomeno perturbativo è stato segnalato da Aarons e Barron (¹⁶⁹); essi rilevarono a Fourth Cliff (presso Scituate, Mass.; lat. geogr. 42° nord, long. 71° ovest) un improvviso aumento di assorbimento degli atmosferici sulla frequenza di 49 kHz in occasione del grande aumento di intensità di raggi cosmici prodotto dal brillamento del 23 febbraio 1956. Tale aumento, avvenuto circa quattro minuti dopo l'inizio del SID e osservato alle 2244 di tempo locale, 4 minuti prima che si registrasse l'aumento della intensità dei raggi cosmici, non è, secondo gli Autori, determinato dalla radiazione ultravioletta che produsse il disturbo ionosferico nell'emisfero illuminato, ma va piuttosto associato all'aumento dei raggi cosmici. L'aumento di assorbimento durò fino alle 0330 di tempo locale, cioè ancora in piena notte; tenuto conto della geometria del dispositivo di ricezione, sembra di potere escludere che l'aumento

stesso fosse dovuto a variazioni intervenute nella parte illuminata della Terra.

Sempre il 23 febbraio 1956, caso unico in sei anni di osservazioni, Ellison e Reid (¹⁷⁰) notarono a Edimburgo, in piena notte, una brusca diminuzione di intensità degli atmosferici sulla frequenza di 24 kHz alle 0345 T.M.G., in coincidenza con l'arrivo delle extraparticelle solari;

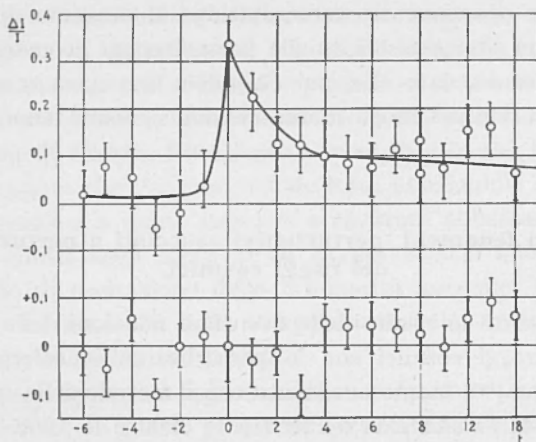


Fig. 4.46 - $\frac{\Delta I}{I}$, variazione percentuale media della intensità della componente mesonica, il tempo t è in ore. L'ora zero è quella di inizio del *fade-out* (secondo Dolbear, Elliot e Dawton).

tale diminuzione è stata attribuita a un aumento di ionizzazione nello strato D prodotto dalle extraparticelle con conseguente abbassamento della quota di riflessione, che dai dati sperimentali risulterebbe di 10 ÷ 15 km, similmente a quanto normalmente avviene al sorgere del Sole, per effetto della radiazione elettromagnetica normale.

RIASSUNTO

Si dà un quadro generale delle proprietà della radiazione cosmica, con particolare riguardo alla composizione e allo spettro energetico della radiazione primaria. Si esaminano le variazioni caratteristiche di intensità, diurne, semidiurne, di 27 giorni e a lungo periodo, in relazione alla attività geomagnetica e solare.

Si studiano poi le perturbazioni della radiazione cosmica associate a tempeste magnetiche e alla attività solare; la principale perturbazione, la cosiddetta diminuzione di Forbush, consistente in una rapida diminuzione della intensità, appare quasi sempre associata a una tempesta magnetica, mentre meno frequente è il viceversa; altri effetti perturbativi sono presenti nelle caratteristiche della variazione diurna « regolare ».

Vengono successivamente considerati gli aumenti di intensità dei raggi cosmici associati a certi brillamenti solari, aumenti che appaiono dovuti a particelle di origine solare. Si studia infine la radiazione molle costituita da particelle e da raggi X di energia dell'ordine del MeV, radiazione che è presente alle alte latitudini e che mostra una certa correlazione con la fenomenologia delle aurore.

ABSTRACT

We give a survey of geophysical and solar aspects of cosmic radiation; particularly of the composition and of energetic spectrum of primary radiation, of diurnal, semidiurnal, 27-day and long-term variations, in relation with the geomagnetic and solar activity.

Afterwards, we study the perturbations of cosmic ray intensity, associated with geomagnetic storms and solar activity; the principal perturbations, the Forbush decreases, are almost always associated with a geomagnetic storm, but the opposite case is less frequent. Other perturbation effects are superposed on the regular variations.

We consider also the enhancements of cosmic ray flux during certain solar flares, which are determined by solar particles.

We study, at last, the soft radiation, particles and X rays having energy of MeVs, present at high geomagnetic latitudes, which exhibit some correlation with the auroral phenomena.

BIBLIOGRAFIA

- JANOSSY L., *Cosmic Rays*, Oxford (1950).
ROSSI B., *High Energy Particles*, New York (1952).
DAUVILLIER A., *Les Rayon Cosmiques*, Paris (1954).
WILSON J. G., *Progress in Cosmic Ray Physics*, Amsterdam: vol. I (1952), vol. II (1954), vol. III (1956).

DORMAN L. I., *Cosmic Ray Variations*, Mosca (1957).

WILSON J. G., WOUTHUYSEN S. A., *Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics*, vol. IV, Amsterdam (1958).

- (1) VAN ALLEN J. A., SINGER S. F., *Phys. Rev.* **78**, 819 (1950).
- (2) PERLOW G. J., DAVIS L. R., KISSINGER C. W., SHIPMAN J. D., *Phys. Rev.* **88**, 321 (1952).
- (8) WINCKLER J. R., STIX R., DWIGHT K., SABIN R., *Phys. Rev.* **79**, 656 (1950),
- (4) WEBBER W. R., *Nuovo Cim.* **4**, 1285 (1956).
- (5) SINGER S. F., *Phys. Rev.* **76**, 701 (1949).
- (6) LINSLEY J., *Phys. Rev.* **101**, 826 (1956).
- (7) HORWITZ N., *Phys. Rev.* **98**, 165 (1955).
- (8) BOHL J. L., *Thesis, Univ. of Minnesota* (1954).
- (9) APPA RAO M.V.K., BISWAS S., DANIEL R. R., NEELAKANTAN K. H., PETER B., *Phys. Rev.* **110**, 751 (1958).
- (10) YAGODA H., *Phys. Rev.* **99**, 1644 (1955).
- (11) YAGODA H., *Bull. Am. Phys. Soc. Ser. II* **1**, 229 (1956).
- (12) NOON J. H., HERZ A. J., O'BRIEN B. J., *Nuovo Cim.*, **5**, 854 (1957).
- (13) WADDINGTON C. J., *Phil. Mag.* **2**, 1059 (1957).
- (14) CESTER R., DEBENEDETTI A., GARELLI C. M., QUASSIATI B., TALLONE L., VIGONE M., *Nuovo Cim.* **7**, 371 (1958).
- (15) YOUNG O. B., HARVEY F. E., *Phys. Rev.* **109**, 529 (1958).
- (16) SUESS H. E., UREY H. C., *Rev. Mod. Phys.* **28**, 53 (1956).
- (17) BRADT H. L., PETERS B., *Phys. Rev.* **77**, 54 (1950).
- (18) CHRITCHFIELD L., NEY E. P., OLESKA S., *Phys. Rev.* **85**, 461 (1952).
- (19) PERLOW G. J., KISSINGER C. W., *Phys. Rev.* **81**, 552 (1951) e **84**, 572 (1951).
- (20) BERGSTRAHL T. A., SCHIROEDER C. A., *Phys. Rev.* **81**, 244 (1951).
- (21) SINGER S. F., *Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics*, vol. IV, cap. IV, p. 203, Amsterdam (1958).
- (22) COMPTON A. H., *Phys. Rev.* **43**, 387 (1943).
- (23) NEHER H. V., *Phys. Rev.* **103**, 228 (1956).
- (24) NEHER H. V., PETERSON V. Z., STERN E. A., *Phys. Rev.* **90**, 655 (1953).
- (25) NEHER H. V., STERN E. A., *Phys. Rev.* **98**, 845 (1955).
- (26) ELLIS R. A., GOTTLIEB M. B., VAN ALLEN J. A., *Phys. Rev.* **95**, 147 (1954).
- (27) HESS V. F., GRAZIADEI H. T., *Terr. Magn.* **41**, 9 (1936).
- (28) ELLIOT H., DOLBEAR D. W. N., *Proc. Phys. Soc. A* **62**, 369 (1950) e *Journ. Atm. Terr. Phys.* **1**, 205 (1951).

- (29) DUPERIER A., *Nature* **158**, 196 (1946).
- (30) HOGG A. R., *Memoirs of the Commonwealth Observatory, Canberra*, n. 10 (1949).
- (31) FIROR J. W., FONGER W. H., SIMPSON J. A., *Phys. Rev.* **94**, 1031 (1954).
- (32) ALFVEN H., MALMFORS K. G., *Arkiv Mat. Astr. Fys. A* **29**, n. 24 (1943).
- (33) MALMFORS K. G., *Arkiv Mat. Astr. Fys. A* **32**, n. 8 (1945).
- (34) ELLIOT H., ROTHWELL P., *Phil. Mag.* **1**, 669 (1956).
- (35) SARABHAI V., KANE R. P., *Phys. Rev.* **92**, 415 (1953).
- (36) BRUNBERG E. A., *Tellus* **5**, 135 (1953).
- (37) BRUNBERG E. A., DATNER A., *Tellus* **5**, 269 (1953) e **6**, 73 (1954).
- (38) NEY E. P., THON D. M., *Phys. Rev.* **81**, 1069 (1951).
- (39) YNGVE V. H., *Phys. Rev.* **92**, 428 (1953).
- (40) POMERANTZ M. A., McCLURE G. W., *Phys. Rev.* **86**, 536 (1952).
- (41) SWETNICK M. J., NEUBURG H.A.C., KORFF S. A., *Phys. Rev.* **86**, 589 (1952).
- (42) KUZMIN A. I., *Zhur. Eksp. Teor. Fiz.* **28**, 614 (1955), tradotto in *Soviet Physics J.E.T.P.* **1**, 560 (1955).
- (43) DORMAN L. I., KUZMIN A. I., TYANUTOVA G. V., FERNBERG E. L., SHAFER Y. G., *Zhur. Eksp. Teor. Fiz.* **26**, 537 (1954).
- (44) DORMAN L. J., *Doklady Akad. Nauk. SSSR* **94**, 433 (1954).
- (45) SEKIDO Y., YOSHIDA S., *Journ. Geomagn. Geoelectr.* **2**, 66 (1950).
- (46) FIROR J. W., FONGER W. H., SIMPSON J. A., *Phys. Rev.* **94**, 1031 (1954).
- (47) SARABHAI V., DESAI E. D., VENKATESAN D., *Phys. Rev.* **96**, 469 (1954).
- (48) ELLIOT H., THAMBYAHPILLAI T., *Nature* **171**, 918 (1953).
- (49) STEINMAUER R., GHERI H., *Naturwiss.* **42**, 294 (1955).
- (50) SANDSTRÖM A. E., *Tellus* **7**, 204 (1955).
- (51) SARABHAI V., DESAI V. D., VENKATESAN D., *Phys. Rev.* **99**, 1490 (1955).
- (52) KANE R. P., *Phys. Rev.* **98**, 130 (1955).
- (53) REMY I. E., SITTKUS A., *Zeitschr. Naturforsch.* **10a**, 172 (1955).
- (54) YOSHIDA S., KONDOH I., *Journ. Geomagn. Geoelectr.* **6**, 15 (1954).
- (55) VALLARTA M. S., GRAEF C., KUSAKA S., *Phys. Rev.* **55**, 1 (1939).
- (56) TOMPSON J. L., *Phys. Rev.* **55**, 11 (1939).
- (57) COMPTON A. H., TURNER R. N., *Phys. Rev.* **52**, 799 (1937).
- (58) FORBUSH S. E., *Phys. Rev.* **52**, 1254 (1937).
- (59) HOGG A. R., *Journ. Atm. Terr. Phys.* **1**, 114 (1950).
- (60) LANGE I., FORBUSH S. E., *Researches of the Department of Terrestrial Magnetism*, Washington; vol. **14**, pubblicazione 175 (1948).
- (61) CHATTERJEE S. D., BLOOM J. N., *Can. Journ. Phys.* **33**, 577 (1955).
- (62) REGENER E., RAU W., *Naturwiss.* **27**, 803 (1939).
- (63) RAU W., *Zeitschr. für Phys.* **114**, 265 (1939).
- (64) DUPERIER A., *Proc. Phys. Soc.* **57**, 468 (1945).

- (⁶⁵) RAU W., *Zeitschr. für Phys.* **116**, 105 (1940).
(⁶⁶) EHMERT A., *Naturwiss.* **28**, 28 (1940).
(⁶⁷) NICOLSON P., SARABHAI V., *Proc. Phys. Soc.* **60**, 509 (1948).
(⁶⁸) ELLIOT H., DOLBEAR D. W. N., *Proc. Phys. Soc. A* **63**, 137 (1950).
(⁶⁹) HESS V. F., *Terr. Magn.* **41**, 345 (1936).
(⁷⁰) MONK A. I., COMPTON A. H., *Rev. Mod. Phys.* **11**, 175 (1939).
(⁷¹) BROXON J. W., *Phys. Rev.* **59**, 773 (1941).
(⁷²) KOLHORSTER W., *Phys. Zeitschr.* **40**, 107 (1939).
(⁷³) BROXON J. W., *Phys. Rev.* **62**, 508 (1942).
(⁷⁴) GHERI H., STEINMAURER R., *Terr. Magn.* **52**, 343 (1947).
(⁷⁵) WÄFFLER H., *Helv. Phys. Acta* **14**, 215 (1941).
(⁷⁶) FORBUSH S. E., LANGE I., *Phys. Rev.* **76**, 164 (1949).
(⁷⁷) MEYER P., SIMPSON J. A., *Phys. Rev.* **96**, 1085 (1954).
(⁷⁸) BARTELS J., *Terr. Magn.* **44**, 411 (1939).
(⁷⁹) FONGER W. H., *Phys. Rev.* **91**, 351 (1953).
(⁸⁰) SIMPSON J. A., *Phys. Rev.* **94**, 426 (1954).
(⁸¹) VAN HEERDEN L. J., THAMBYAHPIILLAI T., *Phil. Mag.* **46**, 1238 (1955).
(⁸²) BROXON J. W., *Phys. Rev.* **75**, 606 e 612 (1946).
(⁸³) VENKATESAN D., *Suppl. Nuovo Cim.* **8**, 285 (1958).
(⁸⁴) VENKATESAN D., *Tellus* **10**, 117 (1958).
(⁸⁵) SIMPSON J. A., BABCOCK H. W., BABCOCK H. D., *Phys. Rev.* **98**, 1402 (1955).
(⁸⁶) FORBUSH S. E., *Journ. Geoph. Res.* **59**, 525 (1954).
(⁸⁷) FORBUSH S. E., *Phys. Rev.* **100**, 958 (1955).
(⁸⁸) GLOKOVA Y. S., *Izv. AN SSSR, Ser. Fiz.* **20**, 47 (1956).
(⁸⁹) FENTON A. G., FENTON K. B., ROSE D. C., *Can. Journ. Phys.* **36**, 824 (1958).
(⁹⁰) LOCKWOOD J. A., *Phys. Rev.* **112**, 1750 (1958).
(⁹¹) MORRISON P., *Phys. Rev.* **101**, 1397 (1956).
(⁹²) NEHER H. V., *Phys. Rev.* **107**, 588 (1957).
(⁹³) WINCKLER J. R., PETERSON L., *Nature* **181**, 1317 (1958).
(⁹⁴) MEYER P., SIMPSON J. A., *Phys. Rev.* **99**, 1517 (1955) e **106**, 568 (1957).
(⁹⁵) NEHER H. V., ANDERSON H., *Phys. Rev.* **109**, 608 (1958).
(⁹⁶) FREIER P. S., NEY E. P., FOWLER P. M., *Nature* **181**, 1319 (1958).
(⁹⁷) MIYAZAKI Y., WADA M., *Journ. Geomagn. Geoelectr.* **7**, 1 (1955).
(⁹⁸) MESSERSCHMIDT W., *Zeitschr. für Phys.* **85**, 332 (1933).
(⁹⁹) STEINMAURER R., GRAZIADEI H. T., *S. B. Akad. Viss. Wien* **22**, 672 (1933).
(¹⁰⁰) FORBUSH S. E., *Terr. Magn.* **43**, 207 (1938).
(¹⁰¹) HESS V. F., DEMMELMAIR A., *Nature* **140**, 316 (1937).

- (102) TRUMPY B., *Physica* **19**, 645(1953).
- (103) TRUMPY B., *Univ. Bergen Arbok* n. 2 (1954).
- (104) GLOKOVA Y. S., DORMAN L. I., KAMINER N. S., TYANUTOVA G. V., *Otchet NIIZM (Report) for 1955*.
- (105) SEKIDO Y., WADA M., KONDOH I., KAWABATA K., *Rep. Ionosph. Res. Japan* **9**, 174 (1955).
- (106) SEKIDO Y., YOSHIDA S., KAMIYA Y., *Rep. Ionosph. Res. Japan* **6**, 195 (1952).
- (107) CHASSON R. L., *Phys. Rev.* **96**, 1116 (1954).
- (108) RAMASWAMY G., CHATTERJEE S. D., *Can. Journ. Phys.* **36**, 635 (1958).
- (109) DUPERIER A., MCCAIG M., *Nature* **157**, 477 (1946).
- (110) LEGRAND J. P., *C. R. Acad. Sci. Paris* **247**, 70 (1958).
- (111) MCCrackEN K. G., PARSONS N. R., *Phys. Rev.* **112**, 1798 (1958).
- (112) DOLBEAR D. W. N., ELLIOT H., *Nature* **159**, 58 (1947).
- (113) YOSHIDA S., KAMIYA Y., *Journ. Geomagn. Geoelectr.* **5**, 136 (1953).
- (114) STOREY J. R., *Phys. Rev.* **113**, 302 (1959).
- (115) SINGER S. F., *Phys. Rev.* **95**, 647 (1954).
- (116) SINGER S. F., *Suppl. Nuovo Cim.* **8**, 326 (1958).
- (117) ÅSTROM E., *Tellus* **8**, 239 (1956).
- (118) GRAHAM J. W., FORBUSH S. E., *Phys. Rev.* **98**, 1348 (1955).
- (119) VENKATESAN D., *Journ. Geoph. Res.* **64**, 505 (1959).
- (120) BACHELET F., BALATA P., CONFORTO A. M., MARINI G., *Nuovo Cim.* **16**, 292 (1960).
- (121) BACHELET F., BALATA P., CONFORTO A. M., MARINI G., *Nuovo Cim.* **16**, 320 (1960).
- (122) VAN DER WALT R., *Nuovo Cim.* **13**, 936 (1959).
- (123) KONDOH I., NAGASHIMA K., YOSHIDA S., WADA M., *Proc. Moscow Cosmic Ray Conference*, vol IV, 208 (1960).
- (124) SEKIDO Y., YOSHIDA S., *Rep. Ionosph. Res. Japan* **4**, 37 (1950).
- (125) SEKIDO Y., KODAMA M., *Rep. Ionosph. Res. Japan* **6**, 111 (1952).
- (126) MALMFORS K. G., *Tellus* **1**, 54 (1949).
- (127) YOSHIDA S., *Nuovo Cim.*, **4**, 1410 (1956).
- (128) DORMAN L. I., *Cosmic Ray Variations*, p. 266, Mosca (1957).
- (129) BARTON J. C., STOCKHAUSEN J. H., *Phil. Mag.* **3**, 55 (1958).
- (130) VENKATESAN D., *Tellus* **9**, 209 (1957).
- (131) VALLARTA M. S., GODART O., *Rev. Mod. Phys.* **11**, 180 (1939).
- (132) MCANUFF J. W., *Thesis*, London 1951.
- (133) DORMAN L. I., *Cosmic Ray Variations*, p. 371, Mosca (1957).
- (134) MCCrackEN K. G., *Phys. Rev.* **113**, 343 (1959).
- (135) SANDSTROM A. E., FORBUSH S. E., *Journ. Geoph. Res.* **63**, 876 (1958).

- (136) MALURKAR S. L., *Acta Phys. Hungarica* **5**, 241 (1955).
- (137) FORBUSH S. E., STINCHCOMB T. B., SCHEIN M., *Phys. Rev.* **79**, 501 (1950).
- (138) ADAMS N., *Phil. Mag.* **41**, 503 (1950).
- (139) SEKIDO Y., YOSHIDA S., *Rep. Ionosph. Res. Japan* **7**, 147 (1953).
- (140) DORMAN L. I., *Cosmic Ray Variations* p. 565, Mosca (1957).
- (141) KUZMIN A. N., SKRIPIN G. V., TYANUTOVA G. V., SHAFER Y. G., *Dokl. Akad. Nauk. SSSR* **108**, 66 (1956).
- (142) GOLD T., ELLIOT H., *The Solar Cosmic Ray Burst*, 1956, February 23, Royal Greenwich Observatory (1956).
- (143) FILOSOFO I., MODENA I., POHL E., ROHL-RULING J., *Nuovo Cim.* **3**, 1112 (1956).
- (144) FIROR J., *Phys. Rev.* **94**, 1017 (1954).
- (145) SIMPSON J. A., *Suppl. Nuovo Cim.* **8**, 133 (1958).
- (146) SARABHAI V., DUGGAL S. P., RAZDAN H., SASTRY T.S.G., *Proc. Indian Acad. Sci. A* **43**, 309 (1956).
- (147) SITTKUS A., KUHN W., ANDRICH E., *Zeitschr. Naturforsch.* **11a**, 325 (1956).
- (148) MEYER P., PARKER E. N., SIMPSON J. A., *Phys. Rev.* **104**, 768 (1956).
- (149) EHMERT A., PFOTZER G., *Mitteilungen aus dem Max Planck-Inst. Weissenau*, n. 6 (1956).
- (150) KAWABATA K., KONDOH I., MURAKAMI K., WADA M., *Suppl. Nuovo Cim.* **8**, 169 (1958).
- (151) PFOTZER G., *Suppl. Nuovo Cim.* **8**, 180 (1958).
- (152) MCCrackEN K. G., *Nuovo Cim.* **13**, 1074 (1959).
- (153) MCCrackEN K. G., *Nuovo Cim.* **13**, 1081 (1959).
- (154) THOMPSON A. R., MAXWELL A., *Nature* **185**, 89 (1960).
- (155) EHMERT A., *Zeitschr. Naturforsch.* **3a**, 264 (1948).
- (156) CLAY J., JONGEN H. F., DIJKER A. J., *Proc. K. Ned. Akad. Wet.* **52**, 899 e 923 (1949).
- (157) LORD J. J., ELSTON A. W., SCHEIN M., *Phys. Rev.* **79**, 540 (1950).
- (158) POMERANTZ M. A., *Phys. Rev.* **102**, 870 (1956).
- (159) CORRIGAN J. J., SINGER S. F., SWETNICK M. J., *Phys. Rev. Letters* **1**, 104 (1958).
- (160) FIROR [J., SIMPSON J. A., TREIMAN S. B., *Phys. Rev.* **95**, 1015 (1954).
- (161) MEREDITH L. H., GOTTLIEB M. B., VAN ALLEN J. A., *Phys. Rev.* **97**, 201 (1955).
- (162) WINCKLER J. R., PETERSON L., *Phys. Rev.* **108**, 903 (1957).
- (163) VAN ALLEN J. A., *Proc. Nat. Acad. Sci.* **43**, 57 (1957).

- (164) WINCKLER J. R., PETERSON L., ARNOLDY R., HOFFMAN R., *Phys. Rev.* **110**, 1221 (1958).
- (165) ANDERSON K. A., *Journ. Geoph. Res.* **62**, 641 (1957).
- (166) WINCKLER J. R., PETERSON L., HOFFMAN R., ARNOLDY R., *Journ. Geoph. Res.* **64**, 597 (1959).
- (167) BROWN R. R., *Journ. Geoph. Res.* **64**, 323 (1959).
- (168) DOLBEAR D. W. N., ELLIOT H., DAWTON D., *Journ. Atm. Phys.* **1**, 187 (1951).
- (169) AARONS J., BARRON W. R., *Nature* **178**, 277 (1956).
- (170) ELLISON M. A., REID J. H., *Journ. Atm. Terr. Phys.* **8**, 291 (1956).
-