

BOOMERanG E LA NUOVA COSMOLOGIA di Paolo de Bernardis e Silvia Masi

Dieci anni fa iniziava il progetto BOOMERanG, destinato a realizzare la prima immagine dettagliata dell'universo primordiale. In questo articolo vogliamo ripercorrere le tappe che hanno portato alla realizzazione del telescopio e della navicella, ai suoi voli nella stratosfera Antartica, alla prima misura delle tenui fluttuazioni di densità, velocità e temperatura generate dalle oscillazioni acustiche del gas incandescente che formava l'universo primordiale. Descriveremo l'impatto di queste misure sulla cosmologia, le prospettive che queste hanno aperto e le nuove domande, passando per la recente, plateale conferma di tutti i risultati di BOOMERanG da parte del satellite WMAP della NASA, per finire con il secondo volo antartico di BOOMERanG, dedicato alla misura della debole polarizzazione della radiazione primordiale, e con ipotesi di sviluppi futuri, in cosmologia e fisica fondamentale, ambiziose e intriganti.

ARCHEOLOGIA DELL'UNIVERSO

È possibile osservare il passato dell'Universo sfruttando semplicemente il fatto che la luce si propaga a velocità finita, ed impiega quindi tempi estremamente lunghi per attraversare le enormi distanze cosmiche. Ad esempio, l'immagine della galassia di Andromeda che ci arriva oggi è partita da Andromeda più di due milioni di anni fa. Le immagini delle più lontane galassie che riusciamo a visualizzare sono partite diversi miliardi di anni fa. Possiamo sperare di portare all'estremo questa "archeologia dell'universo" osservando l'origine stessa dell'universo? Possiamo cercare di raccogliere luce proveniente da regioni tanto lontane che quando la luce è partita l'universo era appena nato? La cosmologia moderna risponde affermativamente a questa domanda, sebbene con alcune limitazioni, dovute alla lenta evoluzione della geometria e dello stato fisico dell'universo. Sappiamo infatti che non si osservano galassie più vecchie di una decina di miliardi di anni [Blackeslee, 2003]. Cercando di osservare galassie più lontane, anche con i più potenti telescopi ottici, si trova solo il buio. Una evidenza, questa, ben nota ai cosmologi di tutti i tempi, già enunciata da Keplero, e denominata nell'800 "paradosso di Olbers". Tra una sorgente e l'altra il cielo è buio. La notte, il cielo è buio. Questa affermazione, apparentemente banale, ha in realtà un profondo e

paradossale significato cosmologico. Il paradosso nasce dal fatto che se il cosmo fosse una distesa infinita di stelle (come voleva già Newton, per evitare il collasso gravitazionale di un universo statico e soggetto alla forza di gravitazione universale), allora osservando abbastanza lontano in una qualunque direzione dovremmo prima o poi incontrare una stella. Il cielo dovrebbe quindi essere uniformemente luminoso, a causa della luce proveniente da tutte le stelle vicine e lontane. Ma evidentemente non è così. Solo con l'avvento della nuova teoria della gravitazione, la relatività generale di Einstein, e con le osservazioni dell'espansione dell'universo, fu possibile superare il cosmo statico di Newton, spiegare il paradosso di Olbers, formulare la cosmologia relativistica (anni '30), e introdurre poi la Fisica delle interazioni fondamentali (anni '50) per completare il quadro cosmologico di base valido ancora oggi. Le equazioni del campo di Einstein applicate ad un mezzo isotropo ed omogeneo autogravitante (Equazione di Friedmann) prevedono che esso evolva, addensandosi o rarefacendosi, e prevedono comunque una singolarità di densità (nel passato o nel futuro dell'evoluzione del mezzo). Se l'universo è un mezzo omogeneo (e la distribuzione a grande scala delle galassie ce lo conferma, almeno in prima approssimazione), allora la densità delle galassie deve variare nel tempo, provenendo da o evolvendo in uno stato a densità infinita.

Le osservazioni di Wirtz prima [Wirtz 1922, 1924] e di Hubble poi [Hubble 1929] dell'espansione dell'universo erano quindi perfettamente compatibili con un universo isotropo ed omogeneo, infinitamente esteso, i cui mattoni costitutivi fossero la galassia. Si può allora ipotizzare una prima soluzione al paradosso di Olbers. Se la metrica di base dell'universo si sta espandendo, cioè tutte le lunghezze si stanno allungando, allora anche le lunghezze d'onda dei fotoni lo devono fare: i fotoni emessi molto tempo fa arrivano all'osservatore oggi con una lunghezza d'onda più lunga di quella che avevano alla sorgente. Da blu possono diventare rossi (per una espansione dell'universo di un fattore due tra emissione e ricezione) da visibili possono diventare infrarossi o addirittura microonde. Questo fenomeno viene denominato *redshift*, per sottolineare lo spostamento verso il rosso della luce delle sorgenti lontane. Ecco perché i più potenti telescopi ottici non riescono ad osservare galassie lontanissime: i fotoni prodotti dalle galassie più lontane sono diventati infrarossi e quindi non vengono più ricevuti. In realtà, questa è una spiegazione solo parziale del paradosso. Anche conducendo osservazioni con telescopi infrarossi non si riescono ad osservare galassie più lontane di *redshift* 5 o 6. Si osserva inoltre che le galassie più lontane (e quindi osservate in epoche più antiche) sono anche morfologicamente e spettralmente molto diverse da quelle vicine. Se ne conclude che anche le galassie hanno una loro evoluzione, nascono addensando materia circostante, vivono producendo diverse popolazioni di stelle, modificando la loro composizione chimica e fisica e interagendo con il mezzo circostante. Osservare a *redshift* maggiori di 5 o 6 significa scandagliare regioni di spazio così lontane e remote nel tempo che le galassie non si erano ancora formate. Ma la materia che costituisce le galassie doveva essere presente anche allora! Come potremmo osservarla? Dobbiamo usare telescopi infrarossi o addirittura a microonde, per essere sensibili a lunghezze d'onda abbastanza lunghe. Dobbiamo inoltre aspettarci radiazione diffusa, prodotta da materia non ancora strutturata, e quindi approssimativamente

isotropa. La fisica di base ci permette di formulare previsioni ancora più precise su ciò che dovremmo osservare. Sappiamo che un gas in espansione adiabatica (isolata) si raffredda. Anche l'universo in espansione si deve raffreddare. Ci aspettiamo quindi una densità ed una temperatura dell'universo tanto più elevate quanto più indietro andiamo nel tempo. Ci deve quindi essere stata una fase in cui l'universo era caldo quanto il sole: un gas incandescente ad alcune migliaia di gradi di temperatura. Prima di allora l'universo non era trasparente alla luce. In un gas incandescente (un plasma), i fotoni vengono continuamente diffusi dagli elettroni liberi, procedendo lungo direzioni casuali da un elettrone al successivo (*random-walk*). Impedendo la propagazione in linea retta della luce si impedisce la propagazione delle immagini luminose. Solo raffreddandosi sotto alcune migliaia di gradi l'universo permetterà la formazione di atomi neutri (ricombinazione) che interagiscono molto meno con la luce. L'universo diventa così trasparente alla luce, e permette le osservazioni astronomiche. Abbiamo quindi un limite invalicabile di tipo fisico per le nostre osservazioni dirette dell'universo primordiale. Non possiamo osservare com'era l'universo prima del momento della ricombinazione, perché l'universo era opaco prima di tale epoca. Si può calcolare quanto tempo un gas incandescente in espansione, composto principalmente di idrogeno ionizzato e luce, impiega a raffreddarsi, fino a permettere, ad una temperatura di 3000 gradi, la combinazione degli ioni in atomi neutri di idrogeno. Ci vogliono circa 400000 anni. Sembra un tempo lungo, ma è solo un cinquantamillesimo dell'età attuale dell'universo, pari a circa 14 miliardi di anni. Ci è precluso ricevere immagini da epoche ancora più remote, almeno usando i fotoni. Possiamo investigare solo indirettamente le epoche primordiali, e ne parleremo più avanti.

La possibilità di ricevere la luce presente nell'universo quando era 50000 volte più giovane è comunque entusiasmante. Secondo l'equazione di Friedmann l'universo si espande circa 1000 volte tra allora e oggi. La

radiazione allora in equilibrio termico con la materia (radiazione di corpo nero a circa 3000 gradi) aveva una lunghezza d'onda di massima emissione di circa 1 micron. Oggi tutti questi fotoni devono avere una lunghezza d'onda 1000 volte più lunga, quindi di circa 1 millimetro. Ci aspettiamo quindi oggi un fondo di radiazione nelle microonde (CMB, *Cosmic Microwave Background*), con una distribuzione ancora di corpo nero, ma a temperatura circa 1000 volte inferiore: circa 3 gradi Kelvin. Questa è la luce mancante nel paradosso di Olbers! Questo fondo di radiazione è stato effettivamente misurato per la prima volta nel 1965 da Arno Penzias e Robert Wilson, e subito interpretato come il residuo fossile dell'universo primordiale. Da allora, misure sempre più raffinate ne hanno confermato la natura di corpo nero fino ad una precisione di una parte su 10000, grazie all'esperimento FIRAS sul satellite COBE della NASA, nel 1992 [Mather et al. 1990]. È quindi determinato sperimentalmente che nel nostro universo per ogni barione ci sono circa un miliardo di fotoni: i 400 fotoni per centimetro cubo del corpo nero che costituisce la radiazione di fondo a microonde. Questo fatto ha una grande importanza nei primi minuti di evoluzione dell'universo, quando, a temperature dell'ordine del MeV, avvengono le reazioni nucleari che producono i nuclei più semplici (He, Li, D) a partire dalle particelle elementari. La velocità di queste reazioni dipende fortemente da quanti fotoni sono presenti, perché a queste temperature i fotoni possono fotodisgregare i nuclei appena formati: con un miliardo di fotoni per ogni barione ci aspettiamo una produzione di elio di circa il 25% rispetto all'idrogeno, e tracce di Deuterio e Litio. Nelle nubi in cui non si sono ancora formate stelle, queste abbondanze primordiali devono essere rimaste inalterate: la loro osservazione rappresenta quindi una conferma indipendente dello scenario del *Big Bang* Caldo, introdotto da George Gamow negli anni 50 e fin qui descritto.

Oggi la teoria del *Big Bang* Caldo rappresenta il modello standard di riferimento per la Cosmologia. Basandosi su un'ipotesi (l'omogeneità e l'isotropia

dell'universo a grande scala) e su tre osservazioni fondamentali (espansione dell'universo, fondo a microonde e abbondanze primordiali), permette di spiegare un grande numero di evidenze sperimentali indipendenti con una teoria relativamente semplice.

L'IMMAGINE DELL'UNIVERSO PRIMORDIALE

Si pensa che le strutture che osserviamo oggi nell'universo si siano formate grazie alla autogravitazione della materia, a partire da piccole perturbazioni di densità che si sono accresciute attirando gravitazionalmente la materia circostante e formando strutture sempre più dense. Le simulazioni numeriche riescono a dimostrare che la gravità è effettivamente capace di formare la complessa struttura a larga scala presente oggi nell'universo. Ma quando è iniziato questo processo, e a partire da quali condizioni iniziali? Nel plasma primordiale, prima della ricombinazione, la radiazione ha una energia confrontabile con quella della materia. La pressione di radiazione contrasta efficacemente la gravità, impedendo la formazione di strutture. A causa di questo fatto, nel plasma dell'universo primordiale si sviluppano onde stazionarie di densità, denominate oscillazioni acustiche del plasma. Se in una zona si sviluppa una sovradensità della materia, la forza di gravità prevale, comprimendo il plasma. A causa della compressione, il plasma si riscalda, e quindi emette più luce. Ne segue una maggiore pressione dei fotoni, che alla fine prevale sulla gravità, opponendosi ad un ulteriore addensamento della materia, e facendola quindi rarefare e raffreddare. Viene allora prodotta meno luce, e l'espansione cessa. La gravità prevale di nuovo e ricomincia il ciclo, producendo quindi una oscillazione periodica della densità e della temperatura, un'onda stazionaria all'interno del plasma. Il periodo di queste oscillazioni è di decine o centinaia di migliaia di anni, e dipende dalle dimensioni delle strutture. Il mezzo si comprime e si rarefa periodicamente finché la

luce interagisce fortemente con la materia, cioè finché l'universo è un plasma. Quando l'universo si neutralizza, 400.000 anni dopo il *Big Bang*, gli atomi neutri interagiscono molto meno con i fotoni, e quindi la pressione dei fotoni non è più sufficiente ad impedire il collasso delle sovradensità. Queste possono continuare ad addensarsi formando, nei successivi 14 miliardi di anni, le strutture cosmiche. Nella radiazione cosmica di fondo sarà quindi impresso l'effetto delle oscillazioni presenti nell'universo primordiale al momento della ricombinazione: vedremo quindi zone più calde o più fredde a seconda della fase che ha l'oscillazione del plasma in quella zona al momento della ricombinazione. Tutto questo può accadere solo entro una zona in cui le due forze possono agire, propagandosi alla velocità della luce. Siccome dal *Big Bang* sono passati 400.000 anni, la zona (detta orizzonte causale) è limitata dalla distanza che un raggio di luce percorre in quel tempo, cioè 400.000 anni luce. Questa è la dimensione massima che possono avere le onde stazionarie al momento della ricombinazione. Ma la dimensione dell'orizzonte causale decresce andando indietro nel tempo. Perturbazioni di dimensioni più piccole saranno circoscritte dell'orizzonte causale (si dice in gergo "entreranno nell'orizzonte") ed inizieranno ad oscillare prima di perturbazioni di dimensioni maggiori. La fase con cui una fluttuazione di densità oscillante arriva alla ricombinazione dipende quindi dalle sue dimensioni (vedi fig. 1). Le protostrutture presenti nel plasma primordiale alla ricombinazione (sovradensità o sottodensità rispetto alla densità media) si manifesteranno come piccole disuniformità nella temperatura, dette anisotropie del fondo a microonde. È quindi possibile, realizzando una immagine del fondo cosmico a microonde con sufficiente sensibilità e risoluzione, evidenziare la presenza delle oscillazioni acustiche del plasma primordiale, i "semi iniziali" per il processo di formazione delle strutture cosmiche.

In particolare, le strutture presenti nell'immagine a scale più piccole dell'"orizzonte causale" di 400000 anni luce

avranno subito le oscillazioni acustiche sopra descritte, in numero dipendente dalle loro dimensioni, mentre quelle più grandi saranno determinate direttamente dalle fluttuazioni iniziali. Questa osservazione va quindi ben oltre lo stato fisico dell'universo 400000 anni dopo il *Big Bang*, essendo sensibile in diverso modo - a seconda della scala - alle condizioni iniziali. Ci si deve anche chiedere, infatti, come e quando si siano formate le piccole perturbazioni di densità nel plasma primordiale. Semplice statistica mostra che le fluttuazioni di tipo casuale del plasma sono troppo piccole per essere importanti. Sono necessarie fluttuazioni coerenti su scale cosmologiche per formare le strutture cosmiche più grandi osservate oggi. Il problema dell'origine delle fluttuazioni primordiali di densità ha interessato i cosmologi per decenni, fino all'introduzione dell'ipotesi inflazionaria negli anni 80. Secondo questa ipotesi, nei primi attimi dopo il *Big Bang*, quando le energie tipiche in gioco erano dell'ordine di 10^{16} GeV (!), l'universo aveva subito una transizione di fase con una crescita esponenziale e velocissima delle sue dimensioni. Questa fase viene denominata inflazione cosmica. Avviene ad energie molto più alte di quelle sperimentabili con i presenti e futuri acceleratori di particelle, per cui qualunque sua conseguenza osservabile sarebbe di enorme interesse, non solo per la cosmologia, ma anche e soprattutto per la fisica delle particelle elementari e delle altissime energie, una delle frontiere della nostra conoscenza fisica. Il processo inflazionario risolve alcuni problemi del *Big Bang* Caldo standard (paradossi degli orizzonti, della piattezza, dei monopoli) e fornisce una origine fisica per le fluttuazioni iniziali di densità. L'espansione è talmente enorme che le fluttuazioni quantistiche presenti nell'universo prima dell'inflazione vengono gonfiate fino a diventare di dimensioni cosmologiche, generando così fluttuazioni di densità iniziali adiabatiche e gaussiane. Sotto opportune ipotesi si può anche calcolare l'ampiezza e la distribuzione delle fluttuazioni di diverse dimensioni prodotta da questo processo. Risulta uno spettro circa "invariante di scala", detto di Harrison-Zeldovich. Tutte queste sono

previsioni piuttosto dettagliate, e sperimentalmente verificabili grazie alle due osservabili cosmologiche direttamente dipendenti dalle fluttuazioni iniziali: le anisotropie della radiazione di fondo alla ricombinazione e la distribuzione delle strutture (galassie, ammassi, superammassi) nell'universo odierno. Le fluttuazioni visibili nell'immagine della CMB dipendono fortemente dallo spettro delle perturbazioni iniziali: il suo livello controlla l'ampiezza delle fluttuazioni di temperatura, e, se è davvero invariante di scala, lo spettro delle fluttuazioni di temperatura avrà un andamento caratteristico. In questo scenario l'immagine dell'universo primordiale è quindi un'immagine - amplificata dal potentissimo microscopio dell'inflazione - delle fluttuazioni quantistiche presenti in una regione microscopica nei primi attimi di esistenza dell'universo.

Passiamo in rassegna le caratteristiche che, secondo lo scenario appena delineato, dovrebbe avere questa immagine. Derivando da fluttuazioni quantistiche, non siamo in grado di prevedere in dettaglio la morfologia dell'immagine, ma ne possiamo prevedere le principali proprietà statistiche:

A) Le fluttuazioni di temperatura devono essere di basso livello, dell'ordine di 10 parti per milione (questo deriva dalle proprietà delle fluttuazioni quantistiche iniziali).

B) Le fluttuazioni di temperatura devono essere di tipo gaussiano, e quindi descritte in generale da una distribuzione gaussiana multivariata. In queste condizioni, tutta l'informazione contenuta nell'immagine è descritta dallo spettro di potenza angolare o, equivalentemente, dalla funzione di correlazione a due punti.

C) Ci deve essere una scala angolare caratteristica nell'immagine, corrispondente all'angolo sotto il quale viene visto l'orizzonte causale di 400000 anni luce alla ricombinazione, ad una distanza di circa 14 miliardi di anni luce. In un universo a geometria euclidea (come previsto nello scenario inflazionario, in cui l'enorme espansione spiana qualunque curvatura fosse presente nell'universo primordiale) l'angolo formato da questa dimensione caratteristica è di 400000 diviso 14 miliardi, e moltiplicato

per 1000 per tener conto della successiva espansione dell'universo. Il risultato è circa 1 grado. La maggior parte delle macchie più calde o più fredde visibili nell'immagine deve quindi avere dimensioni di circa un grado, corrispondente alle fluttuazioni di densità più grandi che possono oscillare, cioè a quelle grandi quanto l'orizzonte causale. Se la curvatura dell'universo è diversa da zero, l'universo agirà come una lente gravitazionale, ingrandendo o riducendo le dimensioni apparenti di queste macchie: osserveremo macchie più grandi in caso di curvatura positiva, e macchie più piccole in caso di curvatura negativa (vedi fig. 2).

D) A scale più piccole del grado si osserverà una abbondanza di macchie particolarmente alta per dimensioni che sono sottomultipli del grado: queste dimensioni corrispondono a fluttuazioni che oscillando arrivano al momento della ricombinazione con la fase giusta per essere massimamente compresse o massimamente rarefatte, e quindi sono particolarmente calde o fredde (vedi fig. 1). Questo equivale a dire che lo spettro di potenza delle fluttuazioni di temperatura osservate nell'immagine del fondo cosmico deve avere una serie di picchi caratteristici alle dimensioni di 1 grado, mezzo grado, 1/3 di grado e così via. La posizione di tutti questi picchi potrà spostarsi se la geometria dell'universo non è Euclidea.

E) A scale più grandi del grado le fluttuazioni di temperatura sono generate direttamente dalle fluttuazioni primordiali di densità: essendo più grandi dell'orizzonte causale, non possono venir modificate dalle oscillazioni acustiche. Lo spettro deve quindi derivare direttamente da quello invariante di scala.

Sono stati sviluppati (e sono pubblicamente disponibili) sofisticati programmi di calcolo dello spettro di potenza a partire dai parametri cosmologici e dallo spettro delle fluttuazioni di densità primordiali, che consentono di calcolare con precisione tutte le caratteristiche osservabili e l'effetto dei diversi parametri cosmologici sull'immagine del fondo cosmico a microonde. Si può quindi pensare di ragionare a rovescio, stimando lo spettro di potenza angolare delle fluttuazioni

dall'immagine della CMB, e vedendo poi quali sono i valori dei parametri cosmologici che producono uno spettro teorico consistenti con le misure. La determinazione accurata dei parametri cosmologici con questo metodo è completamente indipendente da quelle classiche, basate sull'osservazione delle galassie e dell'universo vicino. Se le nuove stime saranno consistenti con le vecchie avremo determinato con grande affidabilità la geometria (parametro Ω_0), la composizione (parametri $\Omega_\Lambda, \Omega_{m0}$), la cinematica (parametro H_0) dell'universo, e quindi, grazie alla relatività generale e alle equazioni di Friedmann, la sua storia passata ed evoluzione futura.

LA MISURA DELL'IMMAGINE DEL FONDO A MICROONDE.

Le caratteristica isotropia del fondo cosmico a microonde (che ne ha sancito l'origine cosmologica fin dalla scoperta) ha rappresentato una sfida per gli sperimentatori, che hanno dovuto affinare i loro metodi per più di 25 anni prima di poter evidenziare le flebili fluttuazioni primordiali di temperatura. Ci si è trovati davanti ad una immagine estremamente debole e poco contrastata (10 parti per milione!) in presenza di emissioni naturali (l'atmosfera terrestre, l'ambiente circostante, l'emissione della galassia) e strumentali (l'emissione termica del telescopio, dei filtri, del rivelatore) preponderanti. Fu evidenziata fin dagli anni 70 ad opera dei gruppi di Firenze, Princeton e Berkeley una anisotropia di dipolo, a livello di una parte su mille. Questa non è intrinseca, ma è dovuta all'effetto Doppler generato dal moto peculiare della Terra rispetto alla materia alla ricombinazione. Si deve aspettare fino al 1992 per la misura delle fluttuazioni alla ricombinazione, misurate a larga scala dall'esperimento DMR sul piccolo satellite COBE della NASA [Smoot et al. 1992]. COBE non aveva un vero telescopio, e la sua risoluzione angolare, determinata dalla piccole antenne per microonde, era molto grossolana, dell'ordine di 7 gradi. Era quindi sensibile solo alle anisotropie a grande scala

(maggiori dell'orizzonte causale alla ricombinazione). E dal rumore strumentale emersero, grazie a quattro anni di integrazione, anisotropie con spettro invariante di scala, a livello di circa 10 parti per milione (fig. 3A). A queste scale l'esperimento testa direttamente le fluttuazioni primordiali. COBE ha trovato risultati perfettamente consistenti con il modello inflazionario introdotto solo alcuni anni prima: nessuna altra teoria riesce a spiegare soddisfacentemente lo spettro invariante di scala misurato da COBE. L'attenzione degli sperimentatori si spostò a questo punto sulla misura di anisotropie a scale inferiori, cercando di risolvere le fluttuazioni a scala di un grado, o inferiore al grado, che dovrebbero mostrare la presenza delle oscillazioni acustiche, permettendo così la misura del parametro di densità (curvatura dell'universo) e degli altri parametri cosmologici. Ai radiometri eterodina si affiancarono i bolometri, rivelatori termici sensibilissimi, che operano però a temperature sotto un grado Kelvin, richiedendo lo sviluppo di sofisticati sistemi criogenici. I bolometri funzionano a lunghezze d'onda inferiori a quelle centimetriche utilizzate da COBE. Per questo sono meno sensibili all'emissione della nostra galassia, ma sono molto più sensibili all'emissione e all'instabilità dell'atmosfera terrestre. È necessario quindi trasportare l'esperimento al di fuori dell'atmosfera. Il metodo più economico è l'uso di un pallone stratosferico. I gruppi di Berkeley e Roma svilupparono due esperimenti su pallone (MAX e ARGON), sensibili alla CMB ad una lunghezza d'onda di 2 mm (150 GHz) ed anche a lunghezze d'onda inferiori per monitorare l'emissione della galassia. Il gruppo di Princeton invece continuò a lavorare da terra con radiometri eterodina (esperimento TOCO, a 30 GHz). Nelle 10-20 ore di durata dei normali voli di pallone fu possibile solamente eseguire campionamenti statistici del cielo, che comunque evidenziarono la presenza di anisotropie a scala inferiore al grado. Ma una misura convincente doveva realizzare una vera e propria immagine di una regione di cielo significativa. Mentre TOCO continuava

l'integrazione da una località sulle Ande cilene, il gruppo di Berkeley iniziò lo sviluppo di un rivelatore ultrasensibile a bordo di pallone (*MAXIMA*), e i gruppi di Caltech e Roma si unirono e iniziarono la realizzazione di un esperimento su pallone a lunga durata, disegnato per effettuare un volo circumantartico di due settimane, aumentando così il tempo a disposizione per le misure, pur conservando il vantaggio dell'assenza di fluttuazioni atmosferiche. Nacque così nel 1992 l'esperimento *BOOMERanG*, che utilizzò e perfezionò le tecnologie criogeniche, ottiche e di controllo d'assetto sviluppate dai gruppi italiani di ARGO e la tecnologia dei rivelatori bolometrici sviluppata dai gruppi americani di MAX.

La rivelazione delle flebili anisotropie della radiazione cosmica di fondo è molto difficile. L'energia di ciascuno dei fotoni del fondo cosmico è di circa 0.001 eV, insufficiente ad eccitare le transizioni elettroniche utilizzate per la rivelazione di luce visibile e infrarossa. I bolometri criogenici assorbono questi fotoni, provocando un leggerissimo riscaldamento dell'assorbitore. Si usa un termometro sensibilissimo per misurare il suo riscaldamento e risalire quindi alla potenza radiativa incidente. La tecnologia dei bolometri ha migliorato la sensibilità di una decina di ordini di grandezza nei cento anni passati dall'invenzione del bolometro da parte di Langley. *BOOMERanG* è stato un passo importante di questo sviluppo, introducendo gli assorbitori a ragnatela ("*spider-web bolometers*"). Per lavorare in regioni polari è necessario ridurre l'interazione con i raggi cosmici, particolarmente abbondanti nella stratosfera polare, pur mantenendo efficiente l'assorbimento dei fotoni a microonde. Questo obiettivo è stato raggiunto in *BOOMERanG* costruendo assorbitori costituiti da una griglia di sottili (circa 3 μm) fili di nitruro di silicio metallizzato, con passo più piccolo della lunghezza d'onda dei fotoni del fondo cosmico. In questo modo i fotoni incidenti "vedono" sostanzialmente un assorbitore continuo, mentre la maggior parte delle particelle di alta energia dei raggi

cosmici passano tra le maglie della rete senza depositarvi energia. Questi assorbitori sono dotati di un termometro a semiconduttore: un cristallo di germanio del quale si misura la resistenza elettrica. Il cristallo è drogato per trasmutazione neutronica in modo che la sua resistenza sia estremamente variabile con la temperatura, a temperature inferiori a 1K. A queste bassissime temperature il rumore Johnson e le fluttuazioni spontanee di temperatura del cristallo sono "congelati", e si possono rivelare variazioni della temperatura termodinamica del sensore dell'ordine del milionesimo di grado [Mauskopf et al. 1997]. Mantenere i sensori a queste temperature in modo stabile e senza interventi esterni per tutta la durata di un volo circumantartico (2 settimane) richiede un innovativo sistema criogenico, che è stato realizzato in Italia e si basa su un refrigeratore autocontenuto ad ^3He e su un criostato principale, con 70 litri di ^4He liquido superfluido e 60 litri di azoto liquido [Masi et al. 1998, 1999]. Anche il telescopio ed il sistema di misura e controllo dell'assetto sono stati realizzati in Italia [Piacentini et al. 2002, Crill et al. 2003].

Lo sviluppo dei nuovi sistemi, pur basandosi sull'esperienza precedente, richiese quasi 5 anni di lavoro febbrile in Italia e negli USA da parte di un gruppo di una ventina di persone. Gli istituti coinvolti nello sviluppo dell'*hardware* di *BOOMERanG* sono in Italia l'Università di Roma La Sapienza (telescopio, navicella e sistema criogenico), l'ENEA di Frascati (sistema criogenico), l'IROE-CNR di Firenze (sistema di controllo d'assetto), l'Istituto Nazionale di Geofisica di Roma (sensori solari e esperimento geofisico), e negli USA il *California Institute of Technology* (rivelatori ed elettronica di acquisizione). Gli enti che hanno finanziato questa impresa in Italia sono l'Agenzia Spaziale Italiana, il Programma Nazionale di Ricerche in Antartide e l'Università degli Studi di Roma La Sapienza.

Nel 1997 sia l'esperimento TOCO che l'esperimento *BOOMERanG* (nel suo volo di prova) misurarono per la prima volta la presenza di un picco nello spettro di potenza del fondo cosmico a scala di 1 grado [Miller

et al. 1999, Mauskopf et al. 2000, Melchiorri et al. 2000]. Ma anche questi erano campionamenti statistici del cielo. L'immagine di una significativa parte del cielo venne realizzata per la prima volta nel 1998-99 (e pubblicata nel 2000) con il volo a lunga durata di *BOOMERanG* [de Bernardis et al. 2000].

Il 29 Dicembre 1998 *BOOMERanG* viene lanciato dalla base Antartica di McMurdo (fig. 4). La navicella circumnaviga il continente ad una latitudine di circa 80 gradi sud, ad una quota di circa 38 km. Durante gli 11 giorni di durata del volo tutti i sistemi dell'esperimento lavorano automaticamente, e vengono eseguite migliaia di scansioni di una regione ad alte latitudini galattiche pari a circa il 4% del cielo, simultaneamente a 3, 2, 1.2, 0.75 mm di lunghezza d'onda (frequenze di 90, 150, 240, 410 GHz). L'analisi di un insieme così ampio di dati (56 milioni di campioni per ciascuno dei 16 rivelatori e per ciascuno dei 10 sensori di assetto) richiede lo sviluppo di nuovi algoritmi di stima di massima verosimiglianza della mappa e dello spettro di potenza ottimale, e quasi un anno e mezzo di lavoro di elaborazione, usando anche i supercomputers di Berkeley e del Cineca di Bologna.

LA PRIMA IMMAGINE DELL'UNIVERSO PRIMORDIALE E LE SUE IMPLICAZIONI PER LA COSMOLOGIA

Le mappe della regione osservata alle quattro frequenze vengono pubblicate su *Nature* nell'aprile 2000. La mappa a 150 GHz è riportata in figura 5. Nella mappa sono evidenziate piccole (frazioni di millesimo di grado) fluttuazioni di temperatura (chiare per fluttuazioni superiori alla media di 2.725K, scure per valori inferiori). Il confronto dell'immagine a 150 GHz con quelle a frequenze più alte e più basse mostra inequivocabilmente che le fluttuazioni osservate hanno esattamente lo spettro aspettato per fluttuazioni di temperatura di un corpo nero a 2.725 K, e non possono essere generate localmente [Masi 2001] (vedi fig. 6).

Siamo davvero per la prima volta di fronte all'immagine di una remotissima regione di universo, ritratta alla ricombinazione, quando l'universo era 50000 volte più giovane, mille volte più caldo e un miliardo di volte più denso di oggi.

La risoluzione angolare dell'immagine è di circa 1/6 di grado: si risolvono così fluttuazioni più piccole dell'orizzonte causale alla ricombinazione. La deviazione standard delle fluttuazioni di temperatura è di circa 80 milionesimi di Kelvin, circa 30 parti per milione, consistente con quanto previsto dalla teoria inflazionaria per questa risoluzione strumentale, e consistente con quanto misurato a risoluzione inferiore da COBE. Una sofisticata analisi basata sui funzionali di Minkowski [Polenta et al. 2002] e sul trispettro [De Troia et al. 2003] stabilisce che eventuali deviazioni dalla gaussianità delle fluttuazioni sono inferiori al rumore strumentale. Si può quindi procedere al "conteggio" delle macchie con diverse dimensioni, calcolando lo spettro di potenza dell'immagine (stimando e rimuovendo in modo ottimale lo spettro di potenza del rumore strumentale). Si ottiene la distribuzione visibile in fig. 7. Sono evidenti i picchi corrispondenti ai multipoli 210, 540, 810 [de Bernardis et al. 2002]. Il primo picco a multipolo di 210 è formato dalle perturbazioni di dimensioni pari all'orizzonte alla ricombinazione: le loro dimensioni angolari apparenti di circa un grado ($l = 210$ corrisponde a $\theta = \pi/l = 0.9^\circ$) implicano una geometria Euclidea dell'universo, con Ω_0 pari a 1 entro pochi %. Se ne conclude che l'universo ha curvatura a grande scala tendente a zero (come previsto nello scenario inflazionario), e quindi, secondo la relatività generale, deve avere una densità di massa-energia pari alla cosiddetta densità critica. Questa misura conferma una delle previsioni dello scenario inflazionario, ma conferma anche l'esistenza di uno dei più spinosi misteri della cosmologia, quello della composizione dell'universo. La materia ordinaria (cioè quella della quale conosciamo l'esistenza perché emette o assorbe la luce: stelle, gas e polveri interstellari etc.) rende conto solo del 4% della densità critica. Dalla

dinamica delle strutture presenti nell'universo (Galassie, Ammassi di Galassie) si inferisce l'esistenza di materia "oscura", che non interagisce con la luce, ma che deve essere presente per generare abbastanza gravitazione da mantenere legati questi sistemi. La materia oscura rende conto di circa un altro 30% della densità critica. Manca all'appello un 60-70% di massa-energia. Le osservazioni di *BOOMERanG* da sole non possono discernere tra le diverse forme di massa energia che contribuiscono alla curvatura dell'universo. Ma da alcuni anni abbiamo evidenza di una espansione accelerata dell'universo, che richiede la presenza, nelle equazioni di Einstein, di un termine a pressione negativa: tutte le altre forme di massa-energia tendono infatti a rallentare l'espansione dell'universo. L'evidenza per l'espansione accelerata viene dall'osservazione delle più lontane Supernovae di tipo IIa, esplosioni stellari a $redshift > 0.5$ che appaiono sistematicamente più deboli di quanto ci si aspetterebbe in un universo in espansione rallentata [Perlmutter et al., 1997; Riess et al., 1998]. Se l'universo sta accelerando la sua espansione, in passato si espandeva più lentamente, e quindi la luce proveniente da un certo $redshift$ impiega più tempo prima di arrivare fino a noi ($redshift 0$), cioè proviene da una distanza maggiore: da qui la maggiore debolezza delle sorgenti a $redshift$ alto. Un 70% della massa-energia sotto forma di costante cosmologica spiegherebbe sia l'assenza di curvatura dell'universo (evidenziata dalle misure di fondo cosmico), sia l'accelerazione dell'universo (evidenziata dalle misure di supernovae). Da cosa sia formata questa forma di energia ci è ignoto, come ancora ignote, dopo più di 60 anni di evidenze sperimentali, sono le particelle che formano la materia oscura. La fisica delle particelle elementari si trova in grandi difficoltà nel prevedere quantitativamente questa forma di energia, che viene denominata per ora genericamente energia oscura: l'energia del vuoto avrebbe le proprietà giuste per costituire l'energia oscura, ma il modello standard delle particelle elementari prevede un valore di tale energia 120 ordini di grandezza superiore a quella compatibile con

le osservazioni [Weinberg, 1989]. Si tratta di uno dei misteri più profondi della cosmologia e della fisica fondamentale, a tutt'oggi ancora senza risposta.

Le ampiezze relative e le posizioni dei picchi successivi al primo permettono di stimare altri due parametri importanti: la densità media di materia ordinaria (barioni, con parametro di densità - densità normalizzata alla densità critica - Ω_b) e l'indice spettrale dello spettro iniziale di perturbazioni di densità (parametro n : $n=1$ corrisponde ad uno spettro invariante di scala; $n>1$ corrisponde ad uno spettro con preponderanza di strutture a piccole scale; viceversa per $n<1$). La presenza di barioni modifica le oscillazioni acustiche del plasma primordiale, favorendo le compressioni rispetto alle rarefazioni. Il primo picco e terzo picco sono di compressione, mentre il secondo è di rarefazione: aumentando Ω_b si riduce l'ampiezza del secondo picco e si aumenta quella del primo e terzo. Invece modificando il valore di n rispetto al valore unitario caratteristico di uno spettro invariante di scala si modificano i tre picchi in modo crescente con il loro ordine. L'effetto dei due parametri sullo spettro è quindi diverso, a patto che si estenda la misura almeno al terzo picco. Se si misurassero solo il primo e il secondo picco non si potrebbe discernere tra un aumento di Ω_b ed una diminuzione di n (degenerazione dei parametri cosmologici). È necessaria quindi una risoluzione angolare dell'ordine o migliore di $10'$. È quanto abbiamo fatto con *BOOMERanG*, che ha esteso le sue misure fino a multipolo 1000. Si riesce quindi a stimare Ω_b con buona precisione: $\Omega_b h^2 = 0.023 \pm 0.003$. Questo valore è perfettamente consistente con $\Omega_b h^2 = 0.020 \pm 0.002$ inferito dalle misure di abbondanze primordiali degli elementi leggeri (in particolare il deuterio) utilizzando la teoria della nucleosintesi primordiale. È impressionante notare come la stessa densità media di barioni riesca a spiegare sia i dettagli delle oscillazioni acustiche del plasma (che avvengono 400000 anni dopo il *Big Bang*), che i dettagli della sintesi dei nuclei leggeri (che avviene nei primi minuti

dopo il *Big Bang*). La consistenza di due evidenze così diverse è sintomo di una ottima autoconsistenza della teoria del *Big Bang* Caldo. Il valore di n inferito dalle misure di *BOOMERanG* è $n=1.02\pm 0.05$. Anche qui abbiamo una ottima consistenza con la previsione di invarianza di scala dello scenario inflazionario.

Le misure di *BOOMERanG* sono state estese e perfezionate negli ultimi 3 anni da diversi esperimenti da terra e da pallone, e, nel 2003, dal satellite *WMAP* della NASA [Bennett et al., 2003]. Lavorando in prossimità del punto Lagrangiano L2 del sistema Terra-Sole, a 1.5 milioni di km da Terra, in assenza di contaminazioni terrestri, *WMAP* ha potuto produrre una immagine di tutto il cielo a microonde con risoluzione di circa 15' (fig. 3B). Nella regione osservata da *BOOMERanG*, l'immagine prodotta da *WMAP*, sebbene un pò più rumorosa, concorda perfettamente (vedi fig. 8). Grazie alla maggiore copertura di cielo (la CMB è dominante su più del 70% del cielo a 90 GHz, rispetto al 4% del cielo osservato da *BOOMERanG*) *WMAP* raggiunge una maggiore sensibilità nella misura dello spettro di potenza (fig. 9) a multipoli inferiori a 400. Qui le misure di *WMAP* sono limitate solo dalla varianza cosmica, cioè dall'incertezza dovuta al fatto che abbiamo una sola realizzazione di universo da osservare, mentre ci confrontiamo con una teoria statistica. In altre parole, la misura di *WMAP* in questo intervallo di multipoli è definitiva: non si potrebbe fare di meglio anche disponendo di rivelatori più sensibili. A multipoli corrispondenti al secondo picco (400 - 600) le misure di *WMAP* e *BOOMERanG* hanno precisione confrontabile, mentre a multipoli maggiori di 600 le misure di *BOOMERanG* sono più precise, grazie alla migliore risoluzione angolare. In ogni caso le due misure sono perfettamente consistenti a tutti i multipoli. *WMAP* integrerà ancora per tre anni almeno, e quindi migliorerà anche in questa regione.

Tabella 1: stime dei parametri cosmologici

	BOOMERanG (2002)	WMAP (2003)
Ω_0	1.03 ± 0.05	1.02 ± 0.02
$\Omega_b h^2$	0.023 ± 0.003	0.0224 ± 0.0009
n_s	1.02 ± 0.05	$0.93\pm 0.03^*$
Ω_Λ	0.50 ± 0.20	0.73 ± 0.04
$\Omega_m h^2$	0.14 ± 0.04	0.135 ± 0.009
τ	<0.5	0.17 ± 0.04
età	(14.8 ± 1.5) Gyrs	(13.7 ± 0.2) Gyrs

Ω_0	1.03 ± 0.05	1.02 ± 0.02
$\Omega_b h^2$	0.023 ± 0.003	0.0224 ± 0.0009
n_s	1.02 ± 0.05	$0.93\pm 0.03^*$
Ω_Λ	0.50 ± 0.20	0.73 ± 0.04
$\Omega_m h^2$	0.14 ± 0.04	0.135 ± 0.009
τ	<0.5	0.17 ± 0.04
età	(14.8 ± 1.5) Gyrs	(13.7 ± 0.2) Gyrs

La squisita precisione di calibrazione ($<1\%$) è il più importante valore aggiunto della misura di *WMAP*. Lo spettro di potenza misurato da *WMAP* permette di valutare i parametri cosmologici più importanti con precisione circa 3-4 volte migliore di quanto era stato fatto con il primo volo di *BOOMERanG*. Il confronto tra i parametri determinati dai due esperimenti è riportato in tabella 1.

LA POLARIZZAZIONE DELL'IMMAGINE DELLA CMB

I fotoni dalla CMB subiscono la loro ultima diffusione ad opera di elettroni liberi alla ricombinazione. Il processo fisico di diffusione di un fotone da parte di un elettrone di bassa energia è ben noto ed è detto scattering Thomson. Se ne conoscono molto bene le proprietà, comprese quelle di polarizzazione. La polarizzazione della luce descrive la direzione di oscillazione del campo elettromagnetico costituente l'onda con cui si propaga l'energia luminosa. Se nel raggio di luce in analisi la direzione di oscillazione del campo elettrico varia casualmente, si dice che la luce è non polarizzata, o naturale. La radiazione di origine termica è di questo tipo: tutte le direzioni di oscillazione sono equiprobabili. Altri processi di emissione hanno invece simmetrie ben precise. Ad esempio gli elettroni che spiraleggiano in un campo magnetico producono radiazione (detta di sincrotrone) polarizzata in direzione ortogonale a quella del campo magnetico, perché ortogonalmente avviene l'accelerazione delle cariche. Quindi, per la radiazione di sincrotrone il campo elettrico oscilla preferenzialmente lungo una direzione ben precisa: si dice che la radiazione è polarizzata linearmente.

Tornando allo scattering Thomson: le equazioni di Maxwell e le verifiche sperimentali ci assicurano che se luce non polarizzata incide isotropicamente sull'elettrone diffondente, la luce diffusa in una direzione prescelta qualsiasi non è polarizzata. Se invece la luce non polarizzata incidente sull'elettrone ha una anisotropia di quadrupolo, allora la luce diffusa acquista un certo grado di polarizzazione lineare, in direzione ortogonale all'asse maggiore del quadrupolo della radiazione incidente (vedi fig. 10). Analizziamo adesso la situazione alla ricombinazione. Sappiamo che ci sono delle perturbazioni di densità che stanno oscillando. Questo vuol dire che ci sono perturbazioni di densità e campi di velocità. Un elettrone qualsiasi riceve radiazione da altri elettroni che si stanno muovendo rispetto a lui. La radiazione che riceve sarà quindi soggetta a *redshift* o *blueshift* per effetto Doppler. Riceverà più energia dalle zone in cui gli altri elettroni si stanno avvicinando a lui, e meno energia dalle zone in cui si stanno allontanando. In figura 11 si vedono due casi particolari, di campi di velocità convergenti o divergenti, che generano campi di polarizzazione rispettivamente radiali o tangenziali rispetto al centro di simmetria. In generale, possiamo scomporre il campo delle perturbazioni in onde piane, e vedere l'effetto di ciascuna di queste (fig. 12). La polarizzazione totale verrà calcolata come somma degli effetti di tutte le onde piane costituenti lo spettro di perturbazioni alla ricombinazione. Studiando la polarizzazione abbiamo la possibilità di studiare i campi di velocità alla ricombinazione. L'effetto di polarizzazione sarà massimo per dimensioni delle perturbazioni tali da trovarsi alla ricombinazione in una fase di massima velocità dell'oscillazione (e quindi minimo contrasto di densità). Ci si aspetta quindi (vedi fig. 13) uno spettro di potenza angolare per la polarizzazione con dei picchi nelle posizioni in cui nello spettro delle anisotropie ci sono dei minimi (max. velocità corrisponde a minimo contrasto di densità). Le proprietà di simmetria sopra descritte fanno in modo che il campo dei vettori di polarizzazione generato dallo scattering Thomson alla ricombinazione sia irrotazionale. Per questo

si parla di "modi E" della polarizzazione. In fig. 13 mostriamo insieme lo spettro di anisotropia di temperatura ("TT") di best fit dei dati di *BOOMERanG* e lo spettro dei modi E della polarizzazione ("EE") aspettato con gli stessi parametri cosmologici. È evidente la piccozza del segnale di polarizzazione: in unità di temperatura la polarizzazione è almeno dieci volte più piccole dell'anisotropia. Dobbiamo quindi cercare segnali di pochi microKelvin: è una ricerca difficilissima, ma non impossibile. L'atmosfera terrestre, ad esempio, uno dei maggiori contaminanti delle misure di CMB, emette radiazione non polarizzata, e risulta quindi molto meno devastante che per le misure di anisotropia. Anche il grado di polarizzazione dell'emissione della polvere interstellare è molto basso (pochi %), e, partendo da un livello di emissione già sottodominante rispetto alle anisotropie del fondo, almeno ad alte latitudini galattiche e a frequenze inferiori a 300 GHz, rimane inferiore alla polarizzazione della CMB. Vale quindi la pena di tentare la misura di polarizzazione per diversi motivi:

a) permette di verificare il processo fisico di "produzione" dei fotoni del fondo cosmico in azione alla ricombinazione: un grado di polarizzazione diverso da zero e consistente con quello aspettato sarebbe la riprova del meccanismo fisico dello scattering Thomson.

b) permette di osservare quattro spettri di potenza indipendenti, o equivalentemente le funzioni di correlazione TT, TE, EE, BB. Questo permette di rimuovere alcune degenerazioni tra parametri che sarebbero presenti misurando solo l'anisotropia.

c) permette di discernere una eventuale miscela di fluttuazioni iniziali per le perturbazioni primordiali di densità. I dati raccolti finora non richiedono altro che fluttuazioni adiabatiche, come previsto dalla teoria inflazionaria, ma nulla vieta che esistano anche fluttuazioni isoterme. In caso di miscela di perturbazioni iniziali, la determinazione dei parametri cosmologici a partire dalle sole anisotropie di temperatura diventa molto incerta, e solo l'aggiunta dei dati di polarizzazione permette di recuperare la precisione e anche determinare

l'importanza relativa dei due modi di fluttuazioni iniziali [Bucher et al. 2001].

Per ora, le uniche misure dirette di polarizzazione del fondo cosmico disponibili sono quelle dell'esperimento *DASI*, un interferometro operante a 33 GHz da South Pole. *DASI* ha pubblicato una detezione a circa 2σ dello spettro TE ed una a circa 2σ dello spettro EE a multipoli dell'ordine di 300. [Leitch et al. 2002, Kovac et al., 2002]. Invece il satellite *WMAP* ha riportato misure dello spettro incrociato TE con significatività di molti σ [Kogut et al., 2003]. La misura di TE di *DASI* è in accordo con quella di *WMAP*. Quindi la polarizzazione del fondo cosmico c'è davvero, anche se le misure di EE non sono ancora abbastanza precise da consentire un loro utilizzo per la determinazione dei principali parametri cosmologici. Un caso particolare è la misura di *WMAP* dello spettro TE a bassi multipoli (scale angolari comprese tra 20 gradi e 180 gradi). Qui *WMAP* ha evidenziato un notevole eccesso di correlazione tra Temperatura T e polarizzazione E . L'unico modo di produrre polarizzazione a scale così grandi è quello di spostare gli *scattering* dei fotoni CMB a *redshift* più vicini a noi. In effetti, l'universo si ionizza nuovamente quando si formano le prime stelle: si pensa che si tratti di enormi stelle con massa di milioni di masse solari, e quindi con vita brevissima ed enorme luminosità ultravioletta. Sono questi fotoni UV che ionizzano l'idrogeno circostante, provocando la reionizzazione dell'universo. A tutt'oggi il mezzo intergalattico è ancora ionizzato: ne è prova la mancanza di assorbimento Lyman-alfa negli spettri di QSO lontani (test di Gunn-Peterson). Le misure di TE a bassi multipoli effettuate da *WMAP* sono consistenti con questo scenario, ed implicano che le prime stelle si siano formate "appena" 200 milioni di anni dopo il *Big Bang* (*redshift* di 10-20). Questa è stata la "sorpresa" più importante contenuta nei dati di *WMAP* pubblicati nel 2003: la formazione delle prime stelle deve essere avvenuta prima di quanto si pensasse: la modellizzazione del processo di reionizzazione e di formazione delle prime strutture cosmiche deve tener conto di questa nuova evidenza sperimentale,

che implica un processo di reionizzazione complesso [Haiman 2003].

L'ESPERIMENTO BOOMERANG-B2K.

In questo contesto appare ovvia la scelta di modificare il piano focale di *BOOMERanG* e renderlo sensibile alla polarizzazione. Per questo sono stati sviluppati nuovi bolometri, nei quali l'assorbitore a ragnatela è stato sostituito da due assorbitori a griglia, ortogonali tra loro, e posti a distanza molto minore della lunghezza d'onda, all'interno dello stesso solco di una guida d'onda circolare corrugata. In questo modo i due assorbitori sono immersi nello stesso campo elettromagnetico ma assorbono due polarizzazioni ortogonali: ciascuno dei due assorbitori è corredato da un suo termometro al germanio, in modo da misurare indipendentemente le due polarizzazioni [Jones et al. 2003]. Questi rivelatori, sviluppati per il secondo volo di *BOOMERanG*, sono stati adottati nel satellite Planck dell'ESA (strumento HFI), come erano stati adottati gli spider-web usati nel volo del 98-99 per i canali di HFI non sensibili alla polarizzazione. È questo un esempio lampante dell'utilità della ricerca su pallone come propedeutica a quelle su satellite. La navicella *BOOMERanG*, recuperata dopo il volo del 1998-99, è stata riparata in tutti i suoi sottosistemi, e lanciata nuovamente il 6/1/2003 (fig. 14, 15 e 16), per un volo circumantartico che ha permesso di acquisire 12 giorni di misure di polarizzazione. È stato possibile integrare a lungo nella regione centrale ad alte latitudini galattiche già osservata nel precedente volo, ed osservare anche una regione di confronto a cavallo del piano galattico. L'analisi dei dati è attualmente in corso, e tutto fa pensare che riusciremo a misurare gli spettri TE ed EE con buona precisione. Sarà un primo passo nella misura di precisione della polarizzazione del fondo cosmico, e permetterà di valutare la fattibilità reale degli esperimenti ancora più accurati richiesti per confermare il modello inflazionario.

PROSPETTIVE FUTURE: COME STUDIARE I PRIMI ATTIMI DOPO IL BIG BANG.

C'è infatti un ulteriore effetto fisico che rende la misura della polarizzazione del fondo a microonde estremamente interessante per la fisica fondamentale. Durante la fase inflazionaria, pochi attimi dopo il *Big Bang*, avviene una espansione velocissima ed esponenziale della metrica. Questa genera inevitabilmente onde gravitazionali (perturbazioni metriche che si propagano alla velocità della luce) che devono rimanere come un fondo stocastico cosmologico, direttamente rivelabile, almeno in linea di principio. La sua intensità è legata all'energia alla quale avviene il processo inflazionario, l'informazione più importante di cui abbiamo bisogno per tentarne una descrizione fisica: potremmo così scoprire se l'inflazione è legata alla Grande Unificazione o ad altri processi di natura fondamentale ipotizzati dai fisici teorici. Il fondo di onde gravitazionali è comunque estremamente flebile, e la sua rivelazione diretta sembra improbabile anche con i più avanzati sistemi di rivelazione su satellite (come *LISA*), a causa del fondo gravitazionale locale dovuto alle stelle. È stato dimostrato però che un fondo cosmologico di onde gravitazionali deve generare polarizzazione del fondo a microonde. È un campo di polarizzazione molto debole, circa cento volte più debole di quello di anisotropia, ma rotazionale (e denominato, in gergo, "modi B" della polarizzazione). Non può quindi essere confuso con quello generato dalle perturbazioni di velocità alla ricombinazione. Se la sensibilità sperimentale fosse sufficiente, e con un avanzato controllo degli effetti sistematici strumentali e astrofisici, la detezione della componente rotazionale della polarizzazione permetterebbe di testare direttamente la fisica ad energie di 10^{16} GeV, inferendo energia e potenziale del campo scalare che domina l'universo a quelle energie. Ci aspettiamo una ampiezza dello spettro pari a 100 nK (a multipoli $l=80$, dove l'effetto è massimo) per una scala di energia dell'inflazione di 2.8×10^{16} GeV. L'ampiezza

dello spettro di potenza dei "modi B" della polarizzazione scala con la quarta potenza della scala di energia dell'inflazione: una eventuale detezione consentirebbe quindi una misura di tale energia relativamente accurata. La misura dei "modi B" è probabilmente al limite delle possibilità del futuro satellite Planck dell'ESA, che eseguirà misure di altissima precisione del cielo a frequenze comprese tra 30 e 800 GHz, e con risoluzione compresa tra 5 e 20 minuti d'arco. Ma già gli sperimentali stanno sviluppando strumenti ancora più avanzati, basati su sensibilissimi ricevitori bolometrici operanti a terra, in Antartide, per sfruttare le incredibili condizioni di trasparenza e stabilità atmosferica offerte durante la notte antartica da località come South Pole o Dome C. A Dome C, dove sarà presto operativa anche in inverno la nuova base Italo-Francese, si potrà integrare per mesi e mesi su una delle migliori regioni del cielo a microonde per la ricerca extragalattica. Una misura di questo genere deve essere completata da una *survey* sensibilissima del fondo locale (galattico ed extragalattico). Infatti la nostra galassia emette un fondo diffuso parzialmente polarizzato per due motivi. Gli elettroni relativistici che spiraleggiano nel campo magnetico della nostra galassia emettono radiazione di sincrotrone: questa è dominante a frequenze inferiori alla decina di GHz, ma la sua componente polarizzata potrebbe essere confrontabile con i modi-B anche a frequenze più alte. La polvere interstellare invece è fatta di granelli di materiale dielettrico, espulso dalle stelle, di forma asimmetrica, che vengono allineati nella direzione del campo magnetico della galassia grazie ad un processo di rilassamento paramagnetico. Il risultato è che la radiazione termica prodotta da questi grani, dominante a frequenze superiori a 300 GHz, ha una componente polarizzata che può essere confrontabile con i modi B fino a frequenze di qualche decina di GHz. A frequenze inferiori si pensa che sia importante la radiazione emessa da grani molto piccoli e ruotanti, anch'essa fortemente polarizzata. Infine, molte radiosorgenti extragalattiche (ed in particolare i Blazars) emettono radiazione polarizzata in questo intervallo di frequenze.

È quindi necessario eseguire delle *survey* di tutti questi Foregrounds prima di poter tentare una misura di modi-B credibile. Il nostro gruppo sta disegnando un nuovo piano focale per *BOOMERanG*, composto da centinaia di bolometri sensibili alla polarizzazione ad una frequenza di circa 300 GHz. Questo permetterà una *survey* sensibile alla polarizzazione della polvere interstellare ad alte latitudini galattiche, ad una frequenza non troppo lontana da quella ottimale per la misura dei modi B del fondo cosmico.

LA SITUAZIONE CONTINGENTE

Il progetto *BOOMERanG* nei suoi dieci anni di attività ha mostrato come si possano ottenere risultati di grande impatto scientifico su temi culturalmente fondamentali, con investimenti molto contenuti. Un esperimento su pallone come *BOOMERanG* ha avuto un costo complessivo di circa due milioni di Euro. Un esperimento su satellite come *WMAP* o *Planck* ha un costo almeno 100 volte maggiore. È evidente come gli esperimenti su pallone a lunga durata rappresentino un approccio economico allo

spazio, e vadano adeguatamente supportati come precursori scientifici e tecnici delle missioni su satellite. Oltre ai risultati di tipo fondamentale, *BOOMERanG* ha permesso di sviluppare e verificare sul campo nuove tecnologie per i rivelatori (adottate poi per l'esperimento *HFI* sul satellite *Planck* dell'*ESA*), nuove tecnologie per la criogenia (riutilizzate in esperimenti di fisica dell'atmosfera) e per la sensoristica d'assetto (riutilizzate su successivi esperimenti di *CMB* come *Archeops* ed il prossimo *OLIMPO*). Ha permesso di addestrare una generazione di giovani fisici sperimentali, che hanno potuto svolgere il loro lavoro di laurea o dottorato su una ricerca sperimentale di punta. Queste valenze sono state recepite ed incoraggiate dalle agenzie spaziali straniere, e la cosmologia sperimentale è oggi uno dei campi più in vista e finanziati negli USA. Si auspica che anche in Italia si superi l'attuale fase di riorganizzazione del settore scientifico dell'*ASI*, per passare ad una fase di supporto attivo delle attività in questo settore, in modo da mantenere nel panorama internazionale la posizione che i nostri ricercatori hanno ottenuto e meritano.

FIGURE

Figura 1. Schema dell'evoluzione delle perturbazioni di densità nell'universo primordiale. L'orizzonte causale, di dimensioni ct , è rappresentato dalle righe blu. Le sue dimensioni aumentano al passare del tempo. A un certo punto diventa maggiore delle dimensioni di una fluttuazione di densità, rappresentata dal segmento rosso. Questo avviene prima per fluttuazioni di dimensioni più piccole (sopra) che per fluttuazioni di dimensioni maggiori (sotto). A partire da questo istante (detto in gergo "ingresso nell'orizzonte") la fluttuazione di densità inizia ad oscillare, addensandosi e rarefacendosi periodicamente. Tutte le fluttuazioni delle stesse dimensioni presenti nell'universo iniziano ad oscillare allo stesso istante, e quindi arrivano con la stessa fase al momento della ricombinazione, 400000 anni dopo il *Big Bang*. Nella figura sono mostrate fluttuazioni che arrivano massimamente compresse, massimamente rarefatte, o con densità pari alla densità media. Nell'immagine del fondo cosmico alla ricombinazione tali fluttuazioni appariranno rispettivamente come macchie calde, o fredde, o con temperatura pari alla media (vedi parte centrale della figura). La varianza delle fluttuazioni sarà massima per le fluttuazioni di dimensioni che arrivano massimamente compresse o massimamente rarefatte alla ricombinazione, mentre sarà minima per le fluttuazioni che arrivano con densità pari a quella media alla ricombinazione. Si forma così lo spettro di potenza angolare dell'immagine della CMB mostrato nella parte destra della figura, e formato da una sequenza di picchi. Il primo picco corrisponde a fluttuazioni di dimensioni dell'ordine dell'orizzonte acustico alla ricombinazione, che hanno giusto il tempo di arrivare alla loro prima massima compressione al momento della ricombinazione. Esse rappresentano un "righello cosmico" che può essere usato per misurare la geometria dell'universo.

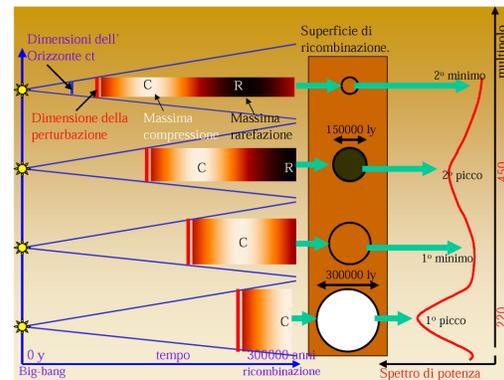


Figura 2. Effetto della densità media di massa-energia dell'universo sull'immagine della radiazione di fondo a microonde. Una fluttuazione di densità con diametro pari all'orizzonte causale alla ricombinazione, viene vista sottendere un angolo di circa un grado in un universo euclideo (pannello superiore). Una densità media dell'universo maggiore di quella critica curva l'universo in modo positivo, facendo in modo che i raggi di luce provenienti dai due estremi opposti della perturbazione convergano sull'osservatore con un angolo maggiore di un grado (pannello centrale). L'eccesso di densità rispetto a quella critica agisce quindi da lente gravitazionale, ingrandendo l'immagine apparente della perturbazione. Le macchie del fondo cosmico appaiono tutte ingrandite. Il contrario avviene se la densità media dell'universo è inferiore alla densità critica. Misurando le dimensioni apparenti delle macchie si può quindi valutare la densità media dell'universo.

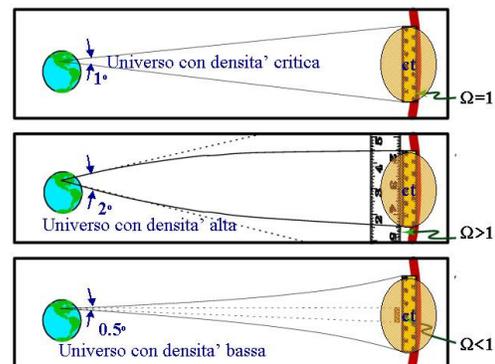


Figura 3. A: (Pannello superiore) **mappa del cielo a bassa risoluzione angolare (10 gradi) ottenuta dal satellite COBE della NASA nel 1992.** L'anisotropia di dipolo è stata rimossa, e sono visibili con rapporto segnale-rumore dell'ordine di 2 fluttuazioni a grande scala della temperatura del fondo cosmico alla ricombinazione. I falsi colori coprono fluttuazioni di temperatura che vanno da -300 a +300 milionesimi di grado K, rispetto ad una temperatura media di 2.725 K: l'immagine ha quindi un contrasto di circa 10 parti per milione. Queste fluttuazioni, più grandi dell'orizzonte causale, sono di origine primordiale, e non sono state processate dalle oscillazioni acustiche prima della ricombinazione. **B:** (Pannello inferiore) **mappa del cielo realizzata dal satellite WMAP della NASA nel 2003.** Oltre alle anisotropie a grande scala, sono visibili le anisotropie a scale dell'ordine e inferiori all'orizzonte causale. Immagine cortesia di NASA-GSFC.

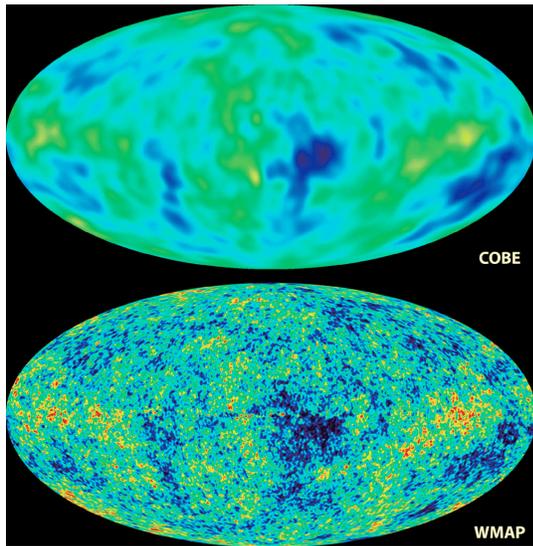


Figura 4. Lancio della navicella BOOMERanG dall'Antartide, il 29/12/1998. Il pallone stratosferico (a sinistra) viene gonfiato con circa un milione di metri cubi di elio, e solleva la navicella ad una quota di circa 40 km. La navicella è visibile a destra, collegata al pallone tramite il paracadute, e circondata dagli schermi termici che proteggono il telescopio dalla radiazione terrestre e solare.



Figura 5. Mappa delle fluttuazioni di temperatura del fondo cosmico osservate a 150 GHz in una regione di circa 30 gradi per 40 gradi, osservata da BOOMERanG nel suo primo volo (1998-99). Quest'immagine rappresenta una regione di universo così lontana che i fotoni hanno viaggiato per 14 miliardi di anni, percorrendo tutto l'universo osservabile, prima di essere rivelati dal telescopio di BOOMERanG. Al momento dell'emissione l'universo era 1000 volte più caldo, un miliardo di volte più denso, e 50000 volte più giovane di oggi, e si trovava nella cosiddetta fase di ricombinazione. I falsi colori coprono l'intervallo da -300 (nero) a +300 (bianco) milionesimi di grado. La risoluzione dell'immagine è di 10 minuti d'arco (1/6 di grado). In questa immagine sono risolte per la prima volta con alto rapporto segnale/rumore le fluttuazioni a scale più piccole dell'orizzonte causale alla ricombinazione.

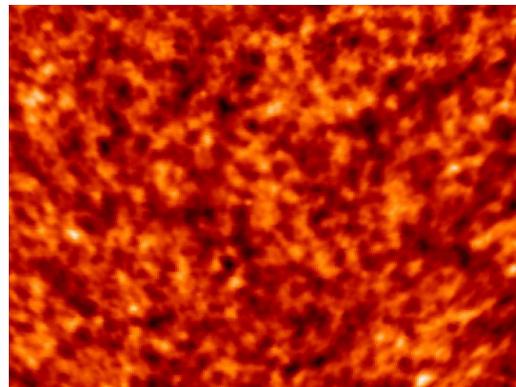


Figura 6. Fluttuazioni rms di brillantezza misurate da *BOOMERanG* nella regione di cielo di figura 5, nelle 4 bande di frequenza di 90, 150, 240 e 410 GHz (Punti sperimentali, in nero). Lo spettro di queste fluttuazioni a frequenze inferiori a 300 GHz è perfettamente consistente con la derivata di un corpo nero a 2.725 K, mentre ad alte frequenze le fluttuazioni sono dovute ad emissione di polvere interstellare. Altre possibili sorgenti di emissione diffusa non possono rendere conto dell'emissione osservata a $\nu < 300$ GHz, che quindi è di origine cosmologica.

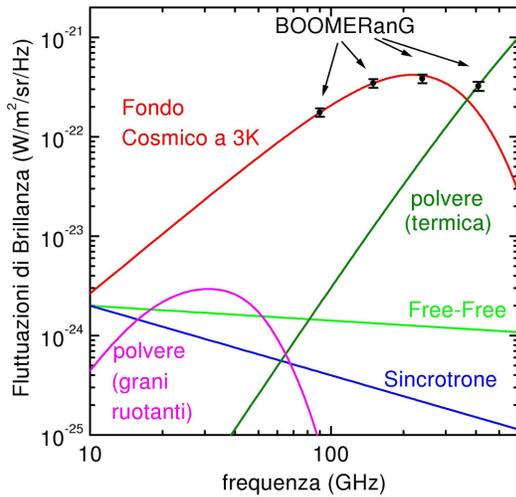


Figura 7. Distribuzione delle macchie di diverse dimensioni angolari nell'immagine dell'universo primordiale misurata da *BOOMERanG*. È evidente la maggiore abbondanza delle macchie con dimensioni intorno a 0.9 gradi, 0.4 gradi e 0.2 gradi. Per ottenere la distribuzione mostrata è stata eseguita una analisi di spettro di potenza angolare della mappa: si è cioè scomposta la mappa di temperatura in armoniche sferiche, e si è graficata l'ampiezza dei diversi multipoli in funzione del multipolo stesso (asse delle ascisse). La relazione tra angolo θ sotteso dalle strutture e multipolo l è approssimativamente $\theta = \pi/l$. La posizione del primo picco, a $l = 210$, corrisponde ad una densità media dell'universo pari alla densità critica entro pochi % ($\Omega_0 = 1.03 \pm 0.05$). La detezione dei tre picchi e delle corrispondenti "valli" dimostra inequivocabilmente che prima della ricombinazione le strutture di dimensioni inferiori all'orizzonte stavano oscillando acusticamente. Mostra anche l'esistenza di un unico spettro di perturbazioni di densità iniziali. Dalla morfologia dello spettro misurato si ricavano i parametri cosmologici $\Omega_b h^2 = 0.023 \pm 0.003$ (valore consistente con le previsioni della nucleosintesi primordiale, vedi testo) e $n = 1.02 \pm 0.05$ (consistente con la teoria inflazionaria, vedi testo).

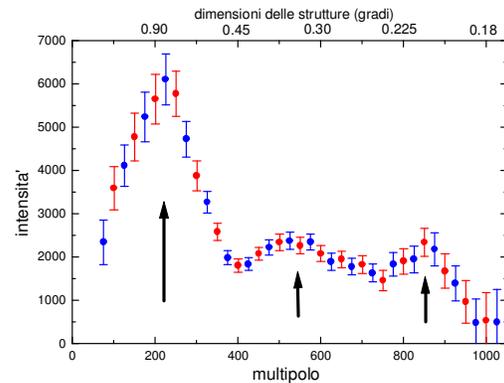


Figura 8. Le fluttuazioni del fondo cosmico a microonde in una regione di cielo ad alte latitudini galattiche, ampia circa $10^\circ \times 10^\circ$. I falsi colori vanno da -300 a +300 milionesimi di grado K ed i pixel delle mappe sono di $7'$ di lato. Le tre mappe superiori sono state misurate da *WMAP* a frequenze di 41, 61, 94 GHz (da sinistra a destra); le tre mappe inferiori sono state misurate da *BOOMERanG* a frequenze di 220, 150, 90 GHz (da sinistra a destra). La mappa con rumore più basso e migliore risoluzione è quella a 150 GHz di *BOOMERanG*. È evidente la contaminazione da parte di 3 AGN nelle mappe a frequenze più basse. La morfologia della CMB è comunque perfettamente consistente in tutte queste mappe.

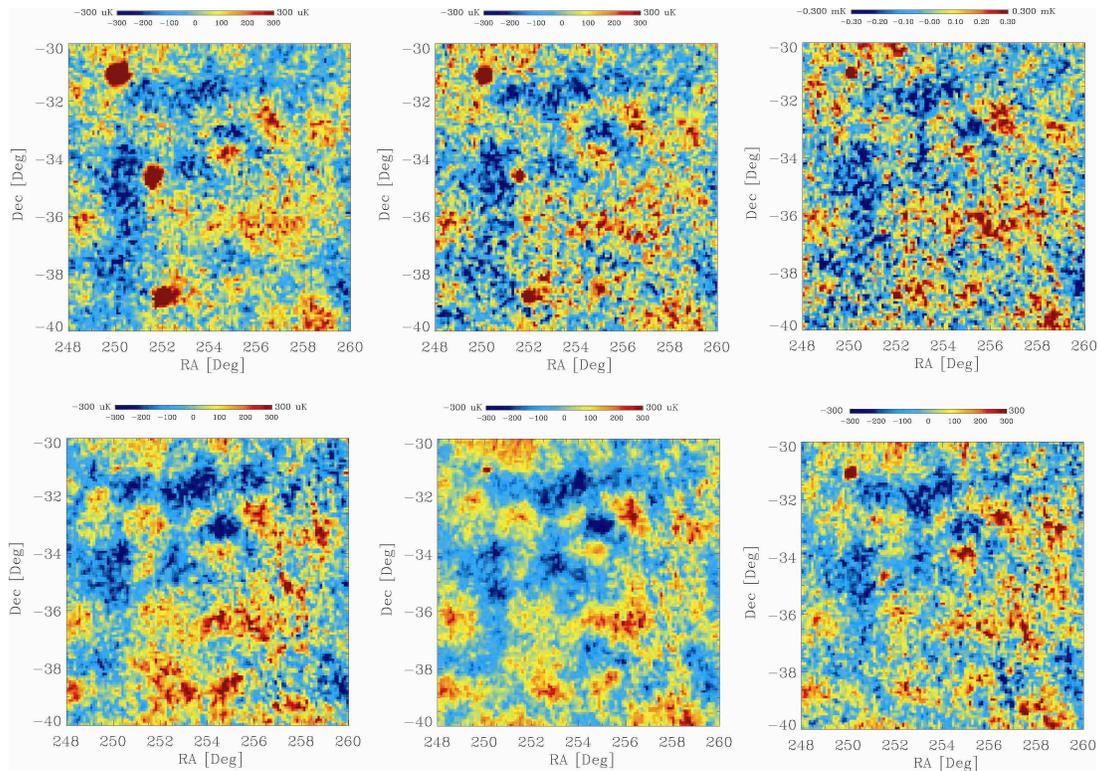


Figura 9. Confronto tra i dati di spettro di potenza *BOOMERanG* (release del 2001, quadrati neri), il *best fit* dei dati di *BOOMERanG* con il modello adiabatico inflazionario Λ -CDM, i cui parametri sono riportati in tabella 1, colonna 1 (linea continua rossa), e i dati di *WMAP* pubblicati nel 2003, integrati negli stessi *bin* (triangoli aperti). È evidente l'ottima consistenza tra le due misure, nonostante le metodologie sperimentali completamente indipendenti, e l'ottima consistenza tra le misure ed il modello di *best fit*. È anche evidente la maggior precisione dei dati di *WMAP* a multipoli inferiori a 500, dovuta alla copertura di cielo totale, e la superiorità dei dati di *BOOMERanG* a multipoli maggiori di

600, dovuta alla migliore risoluzione angolare.

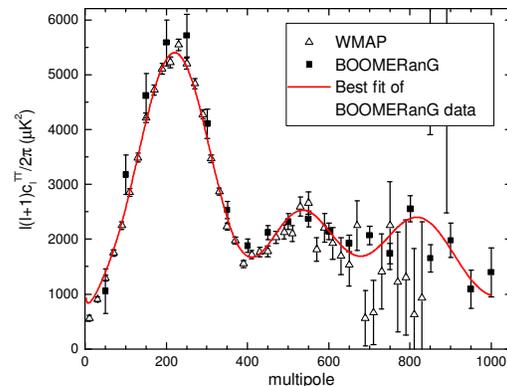


Figura 10. Polarizzazione della luce causata dalla diffusione Thomson di radiazione incidente con anisotropia quadrupolare. Il campo EM incidente produce un movimento dell'elettrone (nell'origine degli assi) lungo la direzione del vettore campo elettrico dell'onda EM incidente. Il movimento dell'elettrone può essere scomposto nelle sue tre componenti lungo gli assi x, y e z (che coincide con la direzione di osservazione). L'oscillazione dell'elettrone lungo l'asse z non è rilevante perché non genera radiazione nella direzione di osservazione. L'elettrone oscilla lungo l'asse x a causa della radiazione proveniente dalle direzioni +y e -y, e lungo l'asse y a causa della radiazione proveniente dalle direzioni x e -x. Se la radiazione incidente proviene uniformemente da tutte le direzioni, il movimento dell'elettrone lungo y sarà ampio quanto quello lungo x, e la radiazione emessa nella direzione di osservazione z non sarà polarizzata (figura centrale bassa). Se c'è una anisotropia di quadrupolo nel campo di radiazione incidente, con intensità massima dalle direzioni x e -x e minima lungo le direzioni y e -y, l'elettrone si muoverà più lungo l'asse y che lungo l'asse x. La radiazione prodotta sarà quindi polarizzata lungo l'asse y (figura di sinistra, in alto). Se invece il quadrupolo ha massima emissione lungo y e -y, la radiazione osservata sarà polarizzata lungo l'asse x (figura di destra, in alto).

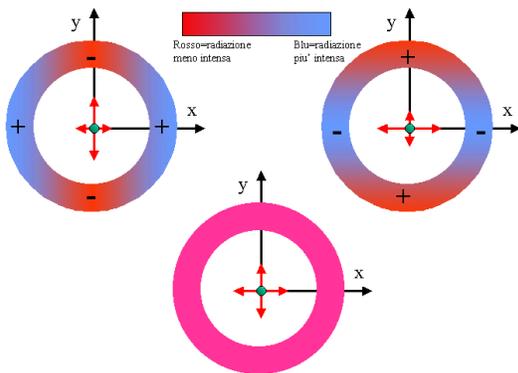


Figura 11. Polarizzazione della radiazione cosmica di fondo indotta da campi di velocità alla ricombinazione. Si mostrano due esempi: nella riga superiore, un campo di velocità convergente verso una sovradensità.

Viene generato un campo di polarizzazione radiale. Nella riga inferiore, un pattern di polarizzazione uscente (divergente) da una sottodensità. Viene generato un campo di polarizzazione tangenziale.

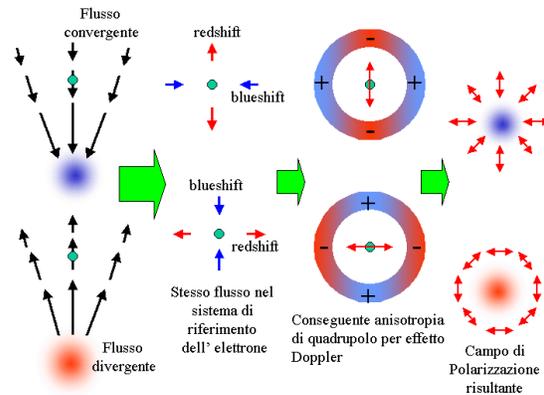


Figura 12. Polarizzazione della radiazione di fondo cosmico da una singola onda piana di densità. La fluttuazione di densità è rappresentata dai colori (sovradensità per colori più chiari, sottodensità colore più scuro). Il campo di velocità è rappresentato dalle frecce blu e rosse, dirette dalle sottodensità alle sovradensità. Sugli elettroni sulle creste e sui ventri dell'onda incide radiazione con anisotropia di quadrupolo e quindi si genera radiazione diffusa linearmente polarizzata (la direzione preferita dal campo E è rappresentata dalle frecce nere e bianche). Gli elettroni sugli zeri della perturbazione di densità hanno velocità simile a quella degli elettroni circostanti, e quindi la radiazione che ricevono è approssimativamente uniforme. Non c'è polarizzazione della radiazione diffusa.

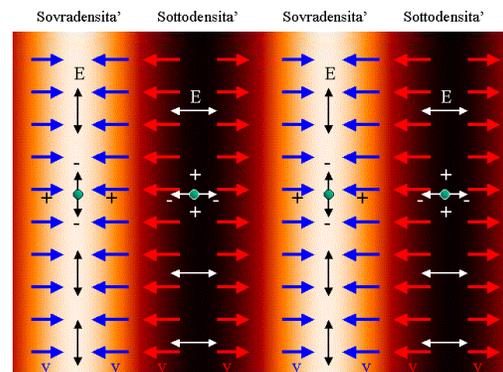


Figura 13. Spettri di potenza della anisotropia di temperatura (TT), della polarizzazione irrotazionale (EE) e di quella rotazionale (BB) del fondo a microonde. I primi due spettri sono dovuti a fluttuazioni scalari (di densità e velocità) nel plasma alla ricombinazione; lo spettro BB è dovuto alle fluttuazioni tensoriali (onde gravitazionali) generate dal processo inflazionario. I segnali di polarizzazione (specialmente il BB) sono estremamente deboli, e quindi difficili da misurare a causa del rumore strumentale e della presenza di sorgenti non cosmologiche polarizzate. Una misura ben fatta di BB darebbe però una prova "definitiva" dell'*inflation*, e rappresenta una delle sfide per i cosmologi sperimentali nei prossimi decenni.

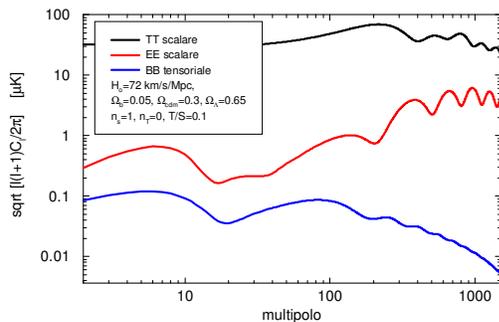


Figura 14. Il nuovo piano focale di *BOOMERanG*, sensibile alla polarizzazione della CMB. Sono visibili a sinistra il refrigeratore ad ^3He e a destra il blocco dei rivelatori bolometrici, con le ottiche di piano focale ed i filtri che definiscono le bande di frequenza. Il piano focale viene inserito in un criostato ad elio superfluido, che lo raffredda a 1.6K. Il blocco dei rivelatori viene raffreddato a 0.3K per minimizzare il rumore dei rivelatori.

Figura 15. La navicella *BOOMERanG-B2K* poco prima del lancio a William Field, in Antartide, il 6/1/2003.



Figura 16. La navicella *BOOMERanG-B2K* pochi attimi dopo il lancio il 6/1/2003.



BIBLIOGRAFIA

- Bennett C., et al., 2003, Ap.J.Suppl., **148**, 1-27.
- Blackeslee J.P., et al., 2003, Ap.J., **596**, L143-L146
- Bucher M., et al., 2001, Phys. Rev. Lett. **87**, 191301.
- Crill B.P., et al., 2003, Ap.J.Suppl., **148**, 527-541.
- de Bernardis P., et al., 2000, Nature, **404**, 955-959.
- de Bernardis P., et al., 2002, Ap.J., **564**, 559-566.
- De Troia G., et al., 2003, MNRAS, **343**, 284-292.
- Jones W. C., et al. 2002, astro-ph/0209132
- Haiman Z., 2003, astro-ph/0304131.
- Hubble E.P., 1929, Proc. Ntl. Acad. Sci., **15**, 168.
- Kogut A. et al., 2003, Ap.J.Suppl., **148**, 161
- Kovac J. et al., 2002, Nature, **420**, 772-787
- Leitch E.M. et al., 2002, Nature, **420**, 763-771
- Masi S., et al., 1998, Cryogenics, **38**, 319-324.
- Masi S. et al., 1999, Cryogenics, **39**, 217-224.
- Masi S. et al., 2001, Ap.J., **553**, L93-L96.
- Mather J., et al., 1990, Ap.J., **354**, L37.
- Mauskopf P. et al., 1997, Appl. Opt. **36**, 765-771.
- Mauskopf P., et al., 2000, Ap.J., **536**, L59-L62.
- Melchiorri A., et al., 2000, Ap.J., **536**, L63-L66.
- Miller A., et al., 1999, Ap.J., **524**, L1.
- Perlmutter S., et al., 1997, Ap.J., **483**, 565.
- Piacentini F. et al., 2002, Ap.J.Suppl., **138**, 315-336.
- Polenta G., et al., 2002, Ap.J., **572**, L27.
- Riess A.G. et al., 1998, Ap.J., **116**, 1009.
- Smoot G., et al., 1992, Ap.J., **396**, L1.
- Weinberg S., 1989, Rev. Mod. Phys. **61**, 1.

- Wirtz C., 1922, *Astron. Nacht.*, **216**, 451.
- Wirtz C., 1924, *Astron. Nacht.*, **222**, 21.

PAOLO DE BERNARDIS

Laureato in Fisica nel 1982, e' professore ordinario presso il Dipartimento di Fisica dell'Universita' di Roma "La Sapienza". E' titolare dei corsi di Laboratorio di Astrofisica, di Laboratorio di Elettromagnetismo e di Cosmologia per la laurea in Fisica e Astrofisica. Si occupa di cosmologia osservativa, sviluppando esperimenti su pallone stratosferico e su satellite per l'osservazione del fondo cosmico a microonde. E' il Principal Investigator italiano dell' esperimento BOOMERanG, co-investigatore dell' esperimento HFI sul satellite Planck dell' Agenzia Spaziale Europea e membro dell' Astronomy Working Group dell' ESA.

Contatti:

*Univ. Roma La Sapienza, Dipartimento di Fisica, P.le Aldo Moro 5, 00185 Roma
Tel. 06-49914271 Email: debernardis@roma1.infn.it*

SILVIA MASI

Laureata in Fisica nel 1982, e' ricercatore presso il Dipartimento di Fisica dell'Universita' di Roma "La Sapienza". Si occupa di astrofisica del mezzo interstellare e della radiazione cosmica di fondo. Esegue le sue ricerche con rivelatori criogenici accoppiati a telescopi millimetrici e submillimetrici sviluppati nel suo gruppo di ricerca. E' il Principal Investigator italiano del telescopio OLIMPO su pallone stratosferico (ASI), e dell'esperimento BRAIN, un innovativo interferometro da installare a Dome-C, in Antartide (PNRA). E' "associate investigator" dell'esperimento HFI sul satellite Planck dell'Agenzia Spaziale Europea.

Contatti:

*Univ. Roma La Sapienza, Dipartimento di Fisica, P.le Aldo Moro 5, 00185 Roma
Tel. 06-49914690 Email: silvia.masi@roma1.infn.it*