

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI
BOLOGNA

Scuola di Scienze
Corso di Laurea in Fisica

**Cosmologia con missione spaziale
“Euclid”**

Relatore:
Prof. Andrea Cimatti

Presentata da:
Andrea Silvi

Correlatore:
Dott. Federico Marulli

Sessione II
Anno Accademico 2013/2014

A Pietro e Daniela

Indice

1	Abstract	5
2	Cosmologia	7
2.1	Introduzione	7
2.2	Geometria dell'Universo	9
2.3	Dinamica cosmica	13
2.4	Materia oscura	14
2.4.1	Materia oscura nelle galassie	15
2.4.2	Materia oscura negli ammassi di galassie	16
2.5	Energia oscura	17
2.6	Modello cosmologico standard	20
3	Approcci osservativi	23
3.1	Supernovae	24
3.2	Lenti gravitazionali	27
3.3	Oscillazioni acustiche barioniche	28
3.4	Ammassi di galassie	31
3.5	Funzione di correlazione e spettro di potenza	32
3.6	Distorsioni nello spazio dei redshift	34
4	La missione spaziale <i>Euclid</i>	39
4.1	Obiettivi scientifici	39
4.2	Osservazioni	41
4.3	Strumenti	43
4.3.1	L'ottica	45
4.3.2	VIS	46
4.3.3	NISP	48
4.4	Ruoto dell'Italia in Euclid	51
5	Test del programma per il calcolo $\xi(r)$	53
5.1	Introduzione	53

5.2	Simulazioni	55
5.3	Il catalogo simulato BASICC	56
5.4	Il catalogo simulato “Durham”	57
5.5	Risultati	58
5.5.1	Misure	58
5.5.2	Tempi	59
5.5.3	Tabelle e grafici	60
6	Conclusioni	67
	Bibliografia	69

Capitolo 1

Abstract

Nel 2020 verrà lanciata la missione spaziale Euclid per investigare la natura dell'energia oscura. Euclid otterrà un'immensa quantità di dati fotometrici e spettrometrici finalizzati, soprattutto, alla misura di lenti gravitazionali deboli e oscillazioni acustiche barioniche. In questa tesi daremo una descrizione generale dello strumento e della scienza che potrà essere fatta grazie ad esso. In particolare, nel capitolo 2 verrà fornita una introduzione alla cosmologia e verranno introdotti i vari parametri cosmologici che Euclid sarà in grado di vincolare. Nel capitolo 3 si farà un'analisi dei principali fenomeni fisici che Euclid indagherà. Nel capitolo 4 verrà data una panoramica del satellite, descrivendo in dettaglio gli obiettivi, cosa osserverà e come farà le osservazioni, e quali sono gli strumenti che lo compongono (satellite, telescopio, VIS e NI-SP). Infine, nel capitolo 5 verranno mostrati dei primi risultati preliminari, ottenuti in questa tesi, riguardanti il test di un programma che servirà per la misura della funzione di correlazione a due punti di Euclid.

Capitolo 2

Cosmologia

2.1 Introduzione

Il termine “cosmologia” deriva dal greco $\kappa\acute{o}\sigma\mu\omicron\varsigma$ ($k\acute{o}\sigma\mu\omicron\varsigma$) che significa ordine, e $\lambda\acute{o}\gamma\omicron\varsigma$ ($l\acute{o}\gamma\omicron\varsigma$) che significa discorso. Scopo della cosmologia è lo studio dell’Universo nel suo insieme. Le osservazioni astronomiche dell’Universo a grande scala mostrano una struttura complessa. Alle scale più piccole si osservano corpi celesti che non producono energia tramite fusioni nucleari, come i pianeti, che orbitano intorno alle stelle per interazione gravitazionale. Le stelle possono essere legate gravitazionalmente in strutture più grandi, come ammassi stellari e galassie, che possono a loro volta essere legate gravitazionalmente in ammassi di galassie. L’Universo visibile contiene circa 100 miliardi di galassie. Per poter studiare tutto questo è ovviamente necessario introdurre delle semplificazioni. Alcune tra le domande fondamentali che si pone la cosmologia sono riportate nel titolo del dipinto di Paul Gauguin mostrato in figura 2.1: *Da dove veniamo? Chi siamo? Dove andremo?*. Il modello di Universo attualmente più condiviso è chiamato modello di “Hot Big Bang”. L’Universo si è espanso da un stato caldo e denso fino allo stato attuale relativamente freddo. L’espansione è in corso ancora oggi e risulta accelerata. Uno degli scopi della cosmologia moderna è quello di poter dare una descrizione esaustiva della geometria dell’Universo, della sua dinamica e dei suoi componenti. Prima di esporre una descrizione di queste ultime, è necessario introdurre alcuni concetti basilari.

Le galassie sono insiemi gravitazionalmente legati formati da stelle, gas, polveri, e materia oscura. Lo spettro elettromagnetico di una galassia contiene righe di emissione e assorbimento. Consideriamo una particolare riga a cui corrisponde una lunghezza d’onda λ_{em} nel sistema di riferimento della galassia. Denotiamo con λ_{ob} la medesima lunghezza d’onda osservata. Si



Figura 2.1: *Da dove veniamo? Chi siamo? Dove andremo?* Paul Gauguin, 1897. [Museo delle Belle Arti, Boston]

definisce il *redshift* della galassia, z , nel seguente modo:

$$z \equiv \frac{\lambda_{ob} - \lambda_{em}}{\lambda_{em}}. \quad (2.1)$$

Nel 1929 Edwin Hubble, misurando il redshift di circa 50 galassie, osservò come questo dipendeva dalla distanza delle galassie da noi. I suoi risultati (grafico 2.2, [1]), mostrano la famosa relazione lineare che prende il nome di *legge di Hubble* :

$$z = \frac{H_0}{c} r, \quad (2.2)$$

dove H_0 è una costante chiamata *costante di Hubble*, e vale $H_0 = 70 \pm 7 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ [2], c è la velocità della luce ed r è la distanza della galassia. Hubble interpretò il redshift osservato come un effetto Doppler causato dalla velocità radiale delle galassie rispetto alla Terra. Con questa interpretazione la legge di Hubble si può scrivere nella forma

$$v = H_0 r. \quad (2.3)$$

Dalla (2.3) si può ricavare il *tempo di Hubble*, che rappresenta approssimativamente l'età dell'Universo:

$$t_0 = \frac{r}{v} = \frac{r}{H_0 r} = H_0^{-1}. \quad (2.4)$$

Se si considera un triangolo in uno spazio che si espande in maniera omogenea e isotropa, i suoi vertici si allontaneranno tra loro ma la forma del triangolo sarà preservata. Presi due punti dello spazio, questi si allontaneranno secondo la legge di espansione che ha la seguente forma:

$$r(t) = a(t)r(t_0). \quad (2.5)$$

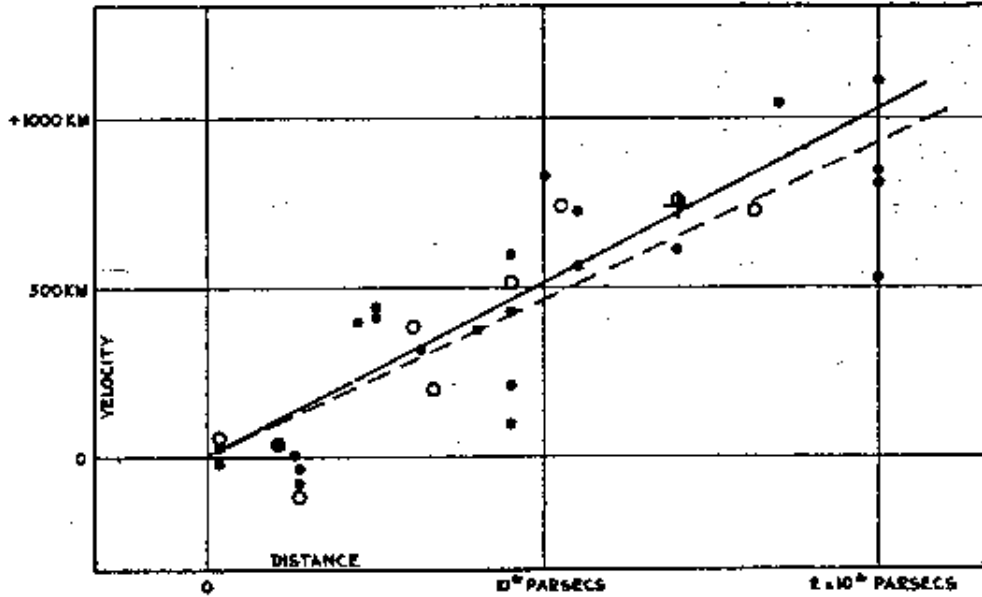


FIGURE 1

Figura 2.2: Grafico originale di Edwin Hubble che mette in relazione il redshift, asse verticale, con la distanza, asse orizzontale.

La funzione $a(t)$ è chiamata *fattore di scala*, ed è uguale a 1 al tempo attuale t_0 . La velocità di allontanamento risulta essere:

$$v(t) = \frac{dr}{dt} = \dot{a}r(t_0) = \frac{\dot{a}}{a}r(t), \quad (2.6)$$

dal cui risulta

$$\frac{\dot{a}}{a} = H(t). \quad (2.7)$$

Si può inoltre ricavare la seguente relazione:

$$a(t) = a(z) = \frac{1}{1+z}. \quad (2.8)$$

2.2 Geometria dell'Universo

Tra le quattro forze fondamentali (interazione nucleare debole e forte, forza elettromagnetica, forza gravitazionale), la forza dominante a grandi scale è

la gravità. Le osservazioni condotte negli ultimi decenni hanno mostrato che l'Universo è caratterizzato da una struttura complessa: regioni povere di galassie si alternano a zone densamente popolate, che assumono la forma di immense muraglie e lunghi sottili filamenti. In corrispondenza dei nodi di questa complessa trama cosmica si trovano gli ammassi di galassie. A grandi scale l'Universo appare omogeneo e isotropo. La teoria che descrive più accuratamente la gravità è la Relatività Generale, proposta da Einstein nel 1916 [3]. Per introdurre quest'ultima, iniziamo descrivendo la curvatura dello spazio in due dimensioni. Il più semplice spazio a due dimensioni è quello piano: se si costruisce un triangolo su un piano (figura (2.3a)), gli angoli al vertice (α, β, γ) soddisfano la relazione:

$$\alpha + \beta + \gamma = \pi. \quad (2.9)$$

Sul piano vale il teorema di Pitagora: la distanza ds tra il punto (x, y) e $(x + dx, y + dy)$ è data dalla relazione:

$$ds^2 = dx^2 + dy^2, \quad (2.10)$$

e in coordinate radiali:

$$ds^2 = dr^2 + r^2 d\theta^2. \quad (2.11)$$

Se invece si costruisce un triangolo su una superficie sferica (figura (2.3b)) gli angoli ai vertici soddisfano la relazione:

$$\alpha + \beta + \gamma = \pi + A/R^2, \quad (2.12)$$

e la metrica corrispondente è:

$$ds^2 = dr^2 + R^2 \sin^2(r/R) d\theta^2. \quad (2.13)$$

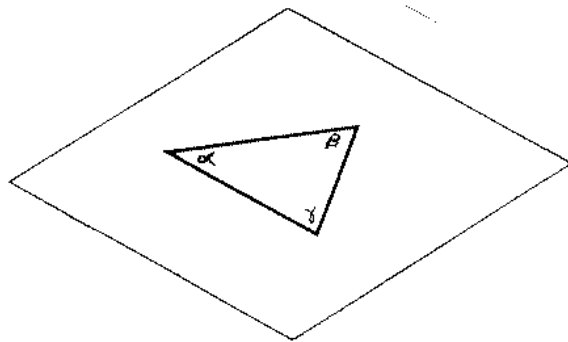
Poichè in questo caso la somma degli angoli è sempre maggiore di π , questa è chiamata curvatura positiva. Al contrario, un esempio di curvatura negativa è la superficie di un'iperbole, nella quale gli angoli di un triangolo (figura (2.3c)) obbediscono alla relazione:

$$\alpha + \beta + \gamma = \pi - A/R^2, \quad (2.14)$$

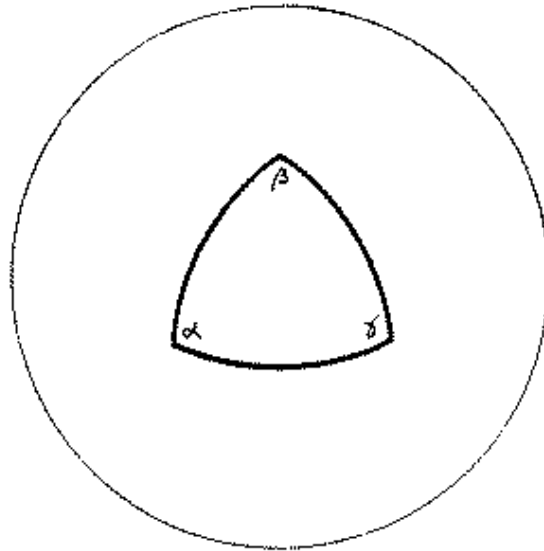
con metrica:

$$ds^2 = dr^2 + R^2 \sinh^2(r/R) d\theta^2. \quad (2.15)$$

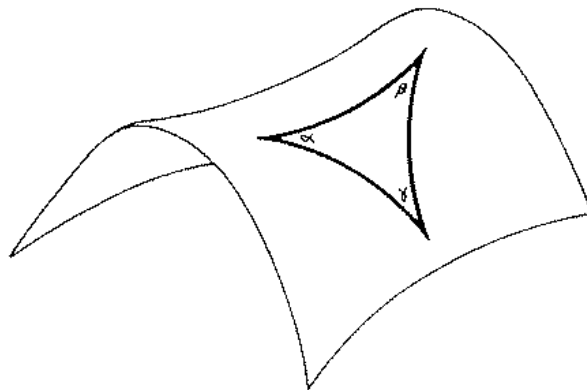
Per identificare i tre tipi di curvatura, si utilizza la costante di curvatura, k , che vale $k = 0$ per lo spazio piatto, $k = +1$ per lo spazio a curvatura



(a) *Triangolo nello spazio piano.*



(b) *Triangolo nello spazio sferico.*



(c) *Triangolo nello spazio iperbolico.*

Figura 2.3: Rappresentazione degli spazi a due dimensioni.

positiva e $k = -1$ per quella a curvatura negativa. Nel caso più generale di uno spazio a tre dimensioni, le equazioni risultano:

$$\begin{aligned} k = 0 &\rightarrow ds^2 = dr^2 + r^2[d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2], \\ k = +1 &\rightarrow ds^2 = dr^2 + R^2 \sin^2(r/R)[d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2], \\ k = -1 &\rightarrow ds^2 = dr^2 + R^2 \sinh^2(r/R)[d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2]. \end{aligned} \quad (2.16)$$

Queste formule si possono scrivere in una forma più compatta:

$$ds^2 = dr^2 + S_k(r)^2 d\Omega^2, \quad (2.17)$$

dove i termini $d\Omega$ e $S_k(r)$ sono:

$$d\Omega^2 \equiv d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2, \quad (2.18)$$

$$S_k(r) = \begin{cases} R \sin(r/R) & (k = +1), \\ r & (k = 0), \\ R \sinh(r/R) & (k = -1). \end{cases} \quad (2.19)$$

In coordinate cartesiane, la metrica risulta:

$$ds^2 = \frac{dx^2}{1 - kx^2/R^2} + x^2 d\Omega^2. \quad (2.20)$$

In assenza di campi gravitazionali, si può dimostrare che la metrica dello spazio-tempo è quella di Minkowski

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + dr^2 + r^2 d\Omega^2. \quad (2.21)$$

La metrica che descrive un Universo omogeneo e isotropo è stata ricavata dai fisici Howard Robenson e Arthur Walker, e ha la forma:

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + a(t)^2 \left[\frac{dx^2}{1 - dx^2/R_0^2} + x^2 d\Omega^2 \right], \quad (2.22)$$

o analogamente:

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + a(t)^2 [dr^2 + S_k(r)^2 d\Omega^2]. \quad (2.23)$$

La variabile t è chiamata *tempo cosmico*, le coordinate (x, θ, ϕ) o (r, θ, ϕ) sono chiamate *coordinate comoventi* e la costante R_0 rappresenta il raggio dell'Universo al tempo $t = t_0$. Se l'espansione dell'Universo è perfettamente omogenea e isotropa, le coordinate comoventi rimangono costanti nel tempo in ogni punto. Tutta la geometria dell'Universo è contenuta nei parametri $a(t)$, k , e R_0 .

2.3 Dinamica cosmica

La teoria della Relatività Generale mostra che la curvatura dello spazio-tempo dipende dal suo contenuto di massa-energia. In particolare *l'equazione di campo di Einstein* mette in relazione la metrica spazio-tempo in un punto con energia e pressione nel medesimo punto, analogamente all'*equazione di Poisson* per la dinamica Newtoniana:

$$\nabla^2\Phi = 4\pi G\rho, \quad (2.24)$$

che mette in relazione il potenziale gravitazionale Φ in un punto dello spazio con la densità di massa ρ nel medesimo punto. L'equazione che lega $a(t)$, k , R_0 , con la densità di energia $\varepsilon(t)$ è chiamata *equazione di Friedmann* [4]. Questa equazione descrive come uno spazio omogeneo e isotropo si espande o si contrae nel tempo. La sua derivazione può essere ricavata dalle equazioni della Relatività Generale e risulta:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3c^2}\varepsilon(t) - \frac{\kappa c^2}{R_0^2} \frac{1}{a(t)^2}. \quad (2.25)$$

Ponendo $k = 0$, si può definire la densità critica come:

$$\varepsilon_{c,t} = \frac{3c^2}{8\pi G} H(t)^2. \quad (2.26)$$

Definendo il *parametro densità*:

$$\Omega(t) \equiv \frac{\varepsilon(t)}{\varepsilon_c(t)}, \quad (2.27)$$

l'equazione di Friedmann si può scrivere nella forma:

$$1 - \Omega(t) = -\frac{\kappa c^2}{R_0^2 a(t)^2 H(t)^2}. \quad (2.28)$$

Si possono poi ricavare due ulteriori equazioni. Una è *l'equazione dei fluidi*:

$$\dot{\varepsilon} + 3\frac{\dot{a}}{a}(\varepsilon + P) = 0. \quad (2.29)$$

L'altra prende il nome di *equazione dell'accelerazione*:

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3c^2}(\varepsilon + 3P). \quad (2.30)$$

Infine è necessario trovare una relazione che leghi la densità di energia e la pressione. Questa equazione prende il nome di *equazione di stato*, e si può scrivere nella forma

$$P = P(\varepsilon). \quad (2.31)$$

In generale, per i gas di importanza cosmologica, l'equazione di stato prende la semplice forma lineare

$$P = w\varepsilon, \quad (2.32)$$

dove w è un parametro adimensionale. Un gas a bassa densità di particelle massive non relativistiche (particelle con velocità $v \ll c$) obbedisce alla legge dei gas perfetti:

$$P = \frac{\rho}{\mu} k_B T, \quad (2.33)$$

dove μ è la massa media delle particelle, ρ è la densità, k_B è la costante di Boltzmann, che vale $k_B = 1,38 \times 10^{-23} \text{JK}^{-1}$, e T è la temperatura. In queste condizioni, le particelle contribuiscono alla densità di energia solo per la loro massa, $\varepsilon \approx \rho c^2$, e la temperatura T è legata alla velocità media:

$$3kT = \mu \langle v^2 \rangle. \quad (2.34)$$

L'equazione di stato per un gas non relativistico risulta

$$P_{non-rel} = w\varepsilon_{non-rel}, \quad (2.35)$$

dove

$$w \approx \frac{\langle v^2 \rangle}{3c^2} \ll 1. \quad (2.36)$$

Si conclude dunque che la materia non relativistica esercita una pressione trascurabile. Risulta invece che l'equazione di stato per un gas di fotoni vale:

$$P_{rel} = \frac{1}{3}\varepsilon_{rel}. \quad (2.37)$$

Inoltre, inserendo l'equazione (2.32) nella (2.30) si può dimostrare che le componenti con valori $w \leq -1/3$ provocano un'accelerazione dell'Universo.

2.4 Materia oscura

La materia oscura venne introdotta a seguito di osservazioni di alcune proprietà, come la velocità di rotazione di galassie, che si discostavano molto dalle previsioni teoriche, come descritto nel seguito.

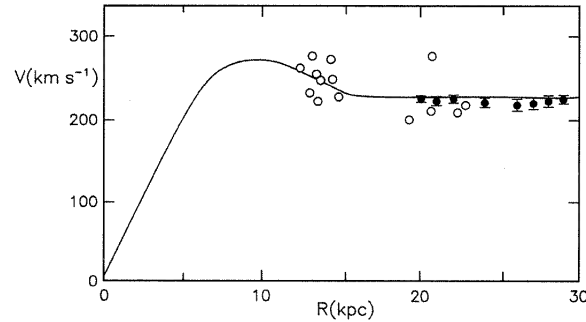


Figura 2.4: Velocità orbitale v in funzione del raggio di M31. I dati sono stati misurati attraverso le righe di emissione dello spettro elettromagnetico. Le righe sono state osservate tramite uno spettrografo con una dispersione di 135 \AA mm^{-1} [5].

2.4.1 Materia oscura nelle galassie

Supponiamo che una stella viaggi in una orbita circolare attorno al centro di una galassia con velocità \vec{v} e raggio R . L'accelerazione centripeta risulta:

$$a = v^2/R. \quad (2.38)$$

Questa è causata dall'attrazione gravitazionale, quindi sarà uguale a

$$a = \frac{GM(R)}{R^2}. \quad (2.39)$$

Dalle equazioni (2.38) e (2.39) si ricava:

$$v = \sqrt{\frac{GM(R)}{R}}. \quad (2.40)$$

Dall'equazione (2.40) risulta che la velocità dipende dalla radice quadrata della massa contenuta in una sfera di raggio R .

Nel 1970 Vera Rubin e Kent Ford misurarono la velocità di rotazione della galassia M31, o galassia di Andromeda, tramite lo studio delle righe di assorbimento. I risultati sono riportati nel grafico (2.4) [5]. Sull'asse verticale sono riportati i valori della velocità misurata in km s^{-1} , mentre sull'asse orizzontale è riportata la distanza misurata in kpc (1pc equivale a 3,26 anni luce).

Si osserva che all'aumentare della distanza R la velocità, invece di decrescere come $v \propto \sqrt{R}$, rimane costante ad un valore di $v(R) \approx 230 \text{ km s}^{-1}$. Questo implicherebbe un aumento di massa allontanandosi dal centro, ma non viene osservata alcuna materia "luminosa" a queste scale. Pertanto è ipotizzato l'esistenza di un alone di materia oscura, non barionica.

2.4.2 Materia oscura negli ammassi di galassie

Supponiamo un ammasso con N galassie, approssimabili a un punto di massa m_i , di posizione \vec{x}_i e velocità \vec{v} . Supponiamo che la velocità dell'ammasso sia bassa rispetto alla velocità della luce (l'ammasso di Coma ad esempio si muove con velocità $\approx 1000 \text{ km s}^{-1} \approx 0.003c$), così da poter applicare la meccanica Newtoniana. L'accelerazione della i -esima galassia sarà:

$$a = G \sum_{i \neq j} m_j \frac{m_i}{|\vec{x}_j - \vec{x}_i|^3}. \quad (2.41)$$

L'energia potenziale è:

$$W = -\frac{G}{2} \sum_{\substack{i,j \\ i \neq j}} \frac{m_j m_i}{|\vec{x}_j - \vec{x}_i|^3}, \quad (2.42)$$

che si può scrivere nella forma:

$$W = -\alpha \frac{GM^2}{r_h}. \quad (2.43)$$

L'energia cinetica è:

$$K = \frac{1}{2} \sum_i m_i |\dot{\vec{x}}_i|^2 = \frac{1}{2} M \langle v^2 \rangle. \quad (2.44)$$

Per il teorema del viriale

$$K = -W/2, \quad (2.45)$$

si ricava che:

$$M = \frac{\langle v^2 \rangle r_h}{\alpha G}. \quad (2.46)$$

Fritz Zwicky, nel 1930, studiò l'ammasso di Coma e stimò che doveva avere circa $M \approx 2 \times 10^{15} M_\odot$. Solo il 2% però si presenta sotto forma di una massa di massa stellare e il 10% di gas intergalattico. Il resto si è ipotizzato essere nella forma di materia non visibile e non barionica [6]. Se non fosse presente un alone di materia oscura, il gas intragalattico, essendo molto massivo, si sarebbe espanso al di fuori dell'ammasso in un tempo molto minore del tempo di Hubble.

Le ipotesi circa la natura delle particelle di materia oscura sono diverse. Alcuni possibili candidati di *materia oscura barionica* sono le nane brune, buchi neri, stelle di neutroni, nane bianche. La *materia oscura non barionica* si può ulteriormente classificare in "calda", cioè costituita da particelle

che viaggiano a una velocità prossima a quella della luce, e “fredda”, cioè costituita da particelle che viaggiano a una velocità molto inferiore a quella della luce. La materia oscura calda (Hot Dark Matter, HDM) in parte è formata da neutrini. La materia oscura fredda (Cold Dark Matter, CDM) potrebbe essere formata da assioni e WIMPs (Weakly-interacting massive particles) che sono particelle elementari teoriche [7].

2.5 Energia oscura

Inizialmente Einstein credeva che l’Universo fosse statico, cioè che non si espandeva e non collassava su se stesso. La Relatività Generale applicata alla cosmologia però non confermava il modello statico. Einstein tentò di risolvere questo presunto problema introducendo una costante cosmologica Λ nelle sue equazioni di campo [8].

L’equazione di Friedmann (2.25) discussa nel paragrafo (2.3), con l’aggiunta della costante cosmologica, si modifica nel seguente modo:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3c^2}\varepsilon - \frac{\kappa c^2}{R_0^2 a^2} + \frac{\Lambda}{3}. \quad (2.47)$$

L’equazione dei fluidi rimane la stessa (equazione (2.29)). L’equazione dell’accelerazione diventa:

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3c^2}(\varepsilon + 3P) + \frac{\Lambda}{3}. \quad (2.48)$$

L’equazione (2.47) mostra che il termine Λ equivale a una nuova componente di densità di energia, di equazione:

$$\varepsilon_\Lambda \equiv \frac{c^2}{8\pi G}\Lambda. \quad (2.49)$$

Se Λ è effettivamente costante nel tempo, risulta che anche la sua densità di energia ε_Λ non muterà nel tempo. Inserendo la (2.49) nella (2.29), si ricava l’espressione della pressione associata alla costante cosmologica:

$$P_\Lambda = -\varepsilon_\Lambda = -\frac{c^2}{8\pi G}\Lambda. \quad (2.50)$$

Dall’equazione (2.32) risulta che $w = -1$.

La costante cosmologica tende a far espandere l’Universo, ma questa tendenza è bilanciata dalla forza di gravità della materia. In questo modo era possibile ricavare una soluzione statica dalle equazioni di campo.

Tuttavia Einstein non ne fu soddisfatto affermando che l'aggiunta di questo termine era gravemente dannoso per la "bellezza" della sua teoria. Questo modello inoltre presenta un grave problema: si trova in un equilibrio instabile. Si prenda il caso in cui la forza repulsiva di Λ è bilanciata da quella attrattiva di ρ : se l'Universo si espande di poco, la densità di energia di Λ rimane costante, e quella di ρ cala. Di conseguenza la forza repulsiva aumenta e si innesca una espansione infinita, analogamente se si contrae di poco, avviene una contrazione infinita.

Nel 1929 Hubble pubblicò i risultati delle sue osservazioni nel quale metteva in relazione la velocità di galassie con la distanza, figura (2.2), dando una prima evidenza osservativa che l'Universo non poteva essere statico ma in espansione. Einstein, a seguito di questa pubblicazione, ammise che la costante cosmologica fu il più grande errore della sua vita, e questa non venne più considerata fino alla fine del ventesimo secolo. Einstein accettò allora un modello di Universo in espansione, omogeneo e isotropo, spazialmente piatto e dominato dalla materia [9]. Per questo modello la densità di materia è pari a quella critica, $\Omega_m = 1$, e il contributo delle altre componenti all'energia è trascurabile.

Successivamente Hubble calcolò l'età dell'Universo basandosi sulle sue osservazioni. Risultava che la sua costante valesse $H_0 = 500 \text{ km s}^{-1}$, e con tale valore l'età dell'Universo risultava $H_0^{-1} = 2 \text{ Gyr}$, minore dell'età della Terra [10]. Negli anni successivi, anche per risolvere questo problema, i cosmologi ripresero l'idea di Einstein sulla costante cosmologica, perché questo termine portava ad un Universo più vecchio di H_0^{-1} [10]. Negli ultimi anni, tramite le osservazioni delle Supernovae fino ad un redshift ≈ 1.8 , non solo venne confermato che l'Universo si sta espandendo, ma che ultimamente sta accelerando [11]. La causa di questa accelerazione non si conosce, per questo venne coniato il termine *energia oscura*.

Una delle ipotesi sulla natura dell'energia oscura è che essa rappresenti l'energia del vuoto dovuta a effetti quantistici. Per la meccanica quantistica non esiste il vuoto assoluto: in esso avvengono delle reazioni continue di creazione e annichilazione di coppie di particelle nel limite del principio di indeterminazione di Heisenberg. Dalla teoria dei campi risulta però che il valore della densità di energia del vuoto è di circa 124 ordini di grandezza più grande della densità critica teorica [10]. Per quanto ne sappiamo al momento, questo valore dimostra che l'energia oscura non può essere causata dall'energia del vuoto della meccanica quantistica.

Un'altra ipotesi è che l'energia oscura sia una specie di "fluido dinamico" [12] che non è costante nel tempo. In queste teorie il parametro w non è più uguale a -1 ma è una funzione di z . Risulta conveniente approssimare il

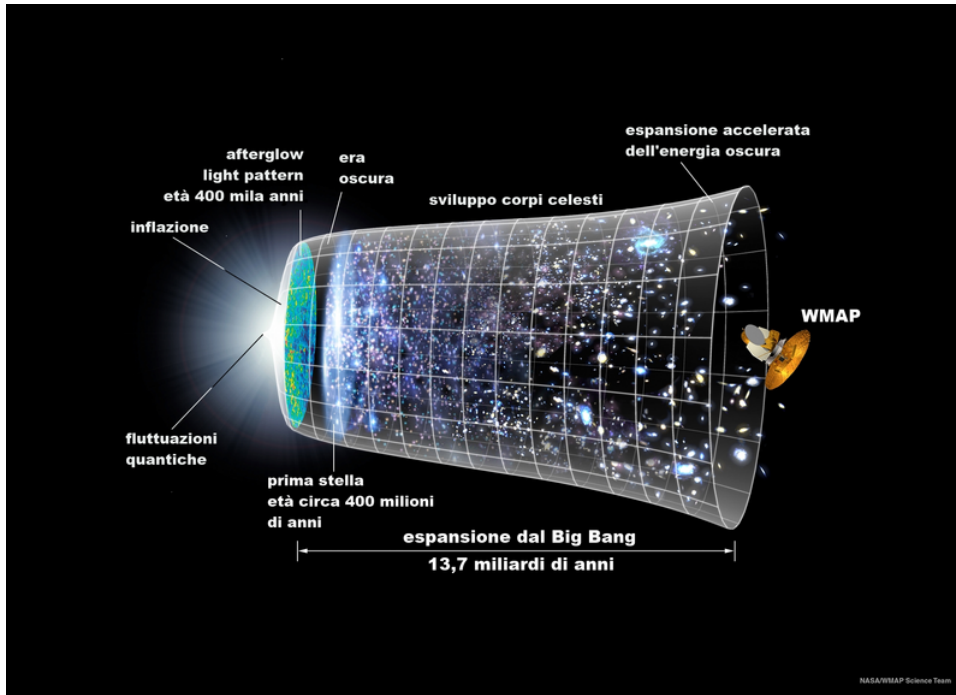


Figura 2.5: Illustrazione del modello a Big Bang.

parametro $w(z)$ al primo ordine dell'espansione in serie:

$$w(a) = w_0 + w_a(1 - a), \quad (2.51)$$

dove w_0 rappresenta il valore di w al tempo presente, mentre w_a rappresenta il parametro dell'evoluzione di $w(a)$ [13]. Questa parametrizzazione ha diversi vantaggi, tra i quali quello di riuscire a descrivere bene il comportamento dell'energia oscura sia a piccoli che a grandi redshift, in buon accordo con i dati osservativi. Per quantificare l'accuratezza nella misurazione delle proprietà dell'energia oscura, è utile definire la cosiddetta "figure of merit" (figura di merito, FoM) definita come il reciproco dell'area dell'ellisse degli errori, con un limite di confidenza del 95%, nel piano $w_0 - w_a$; quindi $FoM \propto 1/(\Delta w_0 \Delta w_a)$.

Esistono anche teorie che tentano di descrivere l'accelerazione dell'Universo e la massa mancante modificando le equazioni di campo della Relatività Generale, chiamate teorie della *gravità modificata*[11].

2.6 Modello cosmologico standard

Il modello attualmente più condiviso per descrivere l'Universo è il cosiddetto modello Λ CDM, dove Λ fa riferimento all'energia oscura, e CDM è la materia oscura fredda. Questo modello prevede una singolarità iniziale, il Big Bang, e l'esistenza di energia e materia oscura [14].

Il modello Λ CDM si basa sul principio cosmologico e sulle equazioni di campo di Einstein. Attraverso l'osservazione di ammassi galassie, quasar, supernovae, radiazione cosmica di fondo (o anche CMB) e abbondanza degli elementi leggeri, si può ricavare una linea storica di cosa sia successo dall'origine dell'Universo:

Il periodo tra 0 e 10^{-43} secondi è chiamato *epoca di Plank*, nessuna teoria fisica riesce tutt'oggi a descrivere cosa sia realmente accaduto. Per la teoria della grande unificazione, secondo la quale tutte le forze originariamente erano unite in un'unica forza, la fine dell'era di Plank è segnata dalla separazione della gravità dalle altre forze.

Il periodo che va da 10^{-43} a 10^{-38} secondi è definito periodo dell'*inflazione*; questo venne introdotto nel tentativo di risolvere alcuni problemi che si erano presentati nella descrizione dell'Universo. Uno di questi è il problema della piattezza: dalle misure delle Supernovae di tipo Ia (o anche SN Ia) e dalle anisotropie della CMB è stato trovato che $\Omega_0 \approx 1$ [10], o meglio

$$|1 - \Omega_0| \leq 0,2, \quad (2.52)$$

che indica che a 10^{-43} secondi doveva valere:

$$|1 - \Omega_c| \leq 1 \times 10^{-60}, \quad (2.53)$$

cioè l'Universo doveva avere una geometria estremamente piatta. Se la deviazione di Ω_c fosse stata di una parte su 30 mila al posto di una parte su 30000 miliardi, l'Universo sarebbe collassato su se stesso o espanso all'infinito in pochi anni. Questo fatto rappresenta un problema perché il valore di Ω_c è stato calcolato, e non misurato, e questa coincidenza risulta piuttosto inverosimile. Un altro problema è il seguente: zone dell'Universo talmente lontane tra loro da non aver mai scambiato informazioni sembrerebbero invece legate da forti correlazioni fisiche. Ad esempio, se si prendono due punti qualsiasi sull'attuale superficie dell'ultimo scattering, uno opposto all'altro, cioè con una distanza angolare di 180° , questi non hanno avuto abbastanza tempo per inviarsi informazioni dall'inizio dell'Universo, e quindi per entrare in equilibrio termico tra loro. Tuttavia appaiono con una temperatura estremamente simile, entro una parte su 10^5 . Infine un altro problema riguarda i monopoli magnetici, quando si cerca di unire la teoria del Big Bang con la fisica delle

particelle della grande teoria dell'unificazione (GUT); secondo quest'ultima la densità di energia dell'Universo tra l'epoca di Plack e 10^{-16} secondi è dominata dai monopoli magnetici, tutt'ora però mai osservati. Tutti questi problemi posso essere risolti dall'*inflazione*, che rappresenta una crescita accelerata esponenziale delle dimensioni dell'Universo. Il rapporto dei fattori di scala tra il momento in cui finisce il periodo dell'inflazione e quello in cui inizia vale:

$$\frac{a(t_f)}{a(t_i)} \approx e^{100} \approx 10^{43}. \quad (2.54)$$

Dopo la fine dell'inflazione si osserva la separazione di tutte le forze e la formazione degli adroni e leptoni. Dopo 3 minuti dal Big Bang si ha l'inizio della *Nucleosintesi*, ossia quel periodo che vede la formazione dei primi nuclei leggeri (D, H, ^3H , ^3He , ^4He , ^6Li , ^7Li , ^7Be e ^8Be).

Fino l'età di circa 378000 anni, l'Universo era totalmente ionizzato, ma con l'aumentare delle dimensioni e il diminuire della temperatura è divenuta favorevole la formazione di atomi di idrogeno neutro, e quindi la frazione di elettroni e protoni liberi è diminuita a una parte su 10.000. I fotoni si disaccoppiano dalla materia e iniziano a viaggiare senza quasi interagire con essa. In questo modo l'Universo diventa trasparente ai fotoni.

Il modello Λ CDM assume l'esistenza dell'energia oscura sotto forma della costante cosmologica Λ , per descrivere l'accelerazione dell'espansione dell'Universo, e della materia oscura fredda, introdotta per descrivere la crescita delle strutture a grandi scale. Per la descrizione della formazione delle strutture cosmiche risulta utile definire la *massa di Jeans*, M_J . Questa rappresenta la massa minima che deve avere una nube di gas in un determinato volume per collassare [10]. Il valore della massa di Jeans dipende dal tipo di materia oscura, calda o fredda. Per la CDM si ha $M_J \sim 10^5 M_\odot$, mentre per la HDM si ha $M_J \sim 10^{15} M_\odot$. Di conseguenza, nel primo caso si formano prima le strutture più piccole, ad esempio gli ammassi globulari, e successivamente, per aggregazione, quelle più grandi, come galassie e ammassi di galassie; questo caso è chiamato *scenario gerarchico*, o meglio *bottom-up*. Al contrario nel secondo caso si formano prima i superammassi. Quindi, in questo caso, le galassie hanno origine dalla successiva frammentazione di tali strutture; questo scenario è chiamato *top-down*. Osservazioni e simulazioni hanno definitivamente dimostrato il modello gerarchico. Si ritiene pertanto che la maggior parte della materia oscura sia costituita da CDM, anche se sappiamo che esiste anche una componente di HDM costituita da neutrini massivi.

Capitolo 3

Approcci osservativi

Uno dei principali obiettivi della cosmologia è quello di determinare con precisione i parametri $a(t)$ e H_0 . Per la determinazione di $a(t)$ si può procedere utilizzando l'espansione in serie di Taylor, fermandosi ai primi tre termini dello sviluppo:

$$a(t) \approx a(t_0) + \left. \frac{da}{dt} \right|_{t=t_0} (t - t_0) + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2a}{dt^2} \right|_{t=t_0} (t - t_0)^2, \quad (3.1)$$

che si può riscrivere nella forma:

$$a(t) \approx 1 + H_0(t - t_0) - \frac{1}{2}q_0H_0^2(t - t_0)^2, \quad (3.2)$$

dove

$$q_0 \equiv - \left(\frac{\ddot{a}a}{\dot{a}^2} \right)_{t=t_0} = - \left(\frac{\ddot{a}}{aH^2} \right)_{t=t_0}. \quad (3.3)$$

Può essere inoltre utile definire la *distanza di luminosità*:

$$d_l \equiv \left(\frac{L}{4\pi f} \right)^2, \quad (3.4)$$

dove L è la luminosità ed f il flusso. Si chiama *candela standard* un oggetto astronomico del quale si conosce la luminosità intrinseca L .

Esistono diversi tipi di approcci osservativi per fissare i parametri cosmologici, come ad esempio la radiazione cosmica di fondo che rappresenta la luce dei fotoni emessi al momento del disaccoppiamento e osservato in dettaglio con la missione spaziale Planck [19]. In seguito vengono descritti in maniera dettagliata solo i fenomeni astrofisici di interesse alla missione spaziale Euclid.

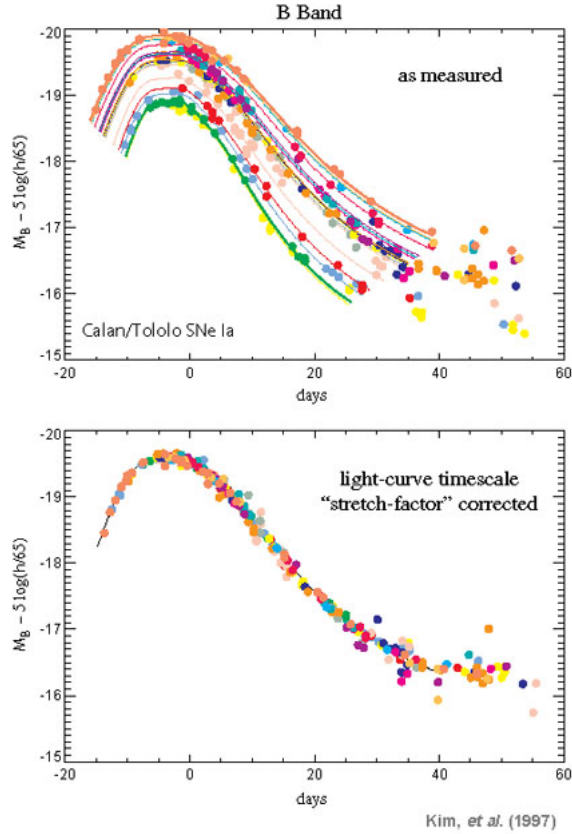


Figura 3.1: *Pannello superiore*: curva di luce per Supernovae Ia a basso redshift. *Pannello inferiore*: curva di luce delle Supernovae Ia del pannello superiore con l’applicazione della relazione di Phillips [11].

3.1 Supernovae

Ottime candele standard sono le *Supernovae Ia* (o anche SNIa). Le SN si dividono in due categorie: SN di tipo I, che non contengono righe spettrali dell’idrogeno, e SN di tipo II, che le contengono.

Tutte le SN di tipo II sono originate da stelle molto massive ($M > 8M_{\odot}$) il cui nucleo, collassando, provoca la formazione di un buco nero o di una stella a neutroni. Gli strati esterni della stella vengono espulsi nello spazio dal rapido collasso.

Le SN di tipo I si dividono in due specie, Ia e Ib: le SN Ib hanno origine da stelle massive che collassano dopo che gli strati esterni, ricchi di idrogeno,

sono stati spazzati via a causa di intensi venti stellari (le SN II e le SN Ib hanno un meccanismo molto simile). Le SN Ia sono invece causate dall'esplosione di una nana bianca. La nana bianca è il residuo di una stella di massa $M < 8M_{\odot}$ che ha finito il suo ciclo vitale e al cui interno la fusione nucleare è cessata. La forza di gravità è equilibrata dalla pressione degli elettroni degeneri. Tuttavia, le nane bianche al carbonio-ossigeno sono in grado, se la loro temperatura sale a sufficienza, di far perdurare le reazioni di fusione, che rilasciano una gran quantità di energia. Le nane bianche possiedono una massa limite, chiamata *limite di Chandrasekhar*, che equivale a circa $1,44M_{\odot}$ [15]. Una massa maggiore porterebbe il collasso della stella. La nana bianca si può trovare in un sistema binario con una gigante rossa. Può accadere che la gigante rossa inizi a trasferire della massa sulla nana bianca. Quando la massa della nana bianca supera la massa limite, si ritiene che il suo nucleo possa raggiungere la temperatura richiesta per la fusione del carbonio. Dopo pochi secondi dall'inizio della fusione, una sostanziale frazione della materia subisce una reazione termica incontrollata, che rilascia un'energia sufficiente ($1 - 2 \times 10^{44}$ J [16]) a disgregare la stella in una violenta esplosione. Della massa espulsa, circa il $0,6M_{\odot}$, è costituito da ^{56}Ni [11], generato dalla fusione del silicio. Il ^{56}Ni è radioattivo con vita di dimezzamento pari a 6 giorni, e decade in ^{56}Co con emissione di raggi gamma. Quest'ultimo decade nel ^{56}Fe dopo circa 77 giorni. Questi due processi sono responsabili delle emissioni elettromagnetiche nelle SN di tipo Ia, e sono alla base del rapido declino della curva di luce caratteristica di questo tipo di SN. Il picco della luminosità dipende dal ^{56}Ni prodotto e per questo motivo le SNIa non possono essere utilizzate come candele standard, senza introdurre una correzione che tenga conto di questo fenomeno. Questo si vede bene nel pannello superiore della figura 3.1, che mostra le curve di luce di diverse SNIa. Questo problema può essere risolto tramite la cosiddetta *relazione di Phillips*, che mette in relazione il picco della curva di luce con la successiva discesa [17]. Il pannello inferiore di figura 3.1 mostra i medesimi dati di quello superiore dopo aver applicato tale relazione. Come si vede, dopo la correzione, le SNIa hanno picchi di luminosità simili tra loro. Queste sorgenti inoltre sono estremamente brillanti, con luminosità confrontabili a quelle delle galassie in cui si trovano e si possono dunque vedere fino a grande distanza. Tutto ciò fa sì che le SNIa siano ottime candele standard per la cosmologia.

Per descrivere come sia possibile ottenere informazioni cosmologiche utilizzando queste sorgenti, bisogna prima introdurre alcuni concetti astronomici. Si definisce *magnitudine apparente* la seguente grandezza:

$$m \equiv -2.5 \log_{10}(f/f_0), \quad (3.5)$$

dove f è il flusso e f_0 è un flusso di riferimento che vale $2,53 \times 10^{-8}$ watt

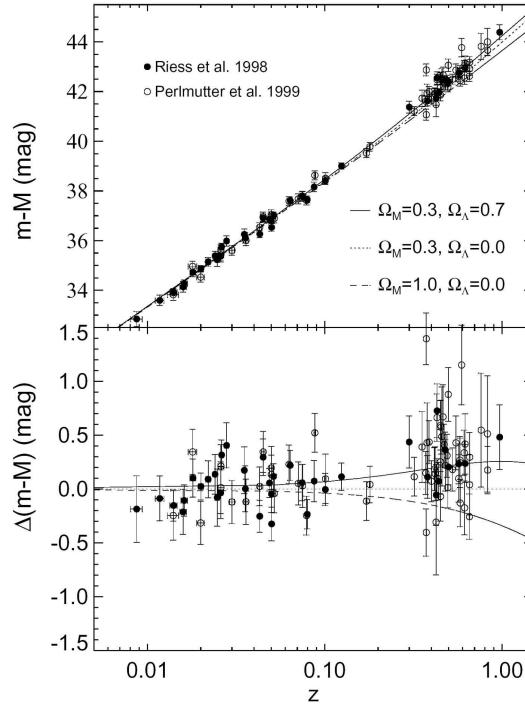


Figura 3.2: Modulo distanza in funzione del redshift di SNIa. Il pannello inferiore si basa su un modello con curvatura negativa e $\Omega_{m,0} = 0,3$ [10].

m^{-2} . Si definisce la *magnitudine assoluta*, che equivale a quella apparente, se la distanza di luminosità dell'oggetto è di $d_L = 10$ pc, nel seguente modo:

$$M \equiv -2,5 \log_{10}(L/L_0), \quad (3.6)$$

dove $L_0 = 78.7L_\odot$.

Gli astronomi usano generalmente una quantità chiamata *modulo di distanza*, definita come:

$$m - M = 5 \log_{10} \left(\frac{d_L}{1 \text{Mpc}} \right) + 25. \quad (3.7)$$

Quando $z \ll 1$ vale la seguente formula:

$$d_L \approx \frac{c}{H_0} z \left(1 + \frac{1 - q_0}{2} z \right), \quad (3.8)$$

e introducendola nella (3.7) si ottiene

$$m - M \approx 43.17 - 5 \log_{10} \left(\frac{H_0}{70 \text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}} \right) + 5 \log_{10} z + 1.086(1 - q_0)z. \quad (3.9)$$

Si può misurare il flusso f e il redshift z delle SNIa. Se $z \approx 0$ si può determinare il valore di H_0 ; per valori di redshift più grandi si può determinare q_0 . Il grafico 3.2 riporta un esempio di dati di questo tipo. Nello specifico la linea a tratti spessi ($\Omega_M = 1$ e $\Omega_\Lambda = 0$) rappresenta un Universo piatto composto da solo materia. La linea a tratti sottili ($\Omega_M = 0,3$ e $\Omega_\Lambda = 0$) rappresenta un Universo a curvatura negativa composto da solo materia. La linea continua ($\Omega_M = 0,3$ e $\Omega_\Lambda = 0,7$) rappresenta un Universo spazialmente piatto, contenente materia e la costante cosmologica.

3.2 Lenti gravitazionali

La *lente gravitazionale* è un fenomeno caratterizzato dalla deflessione della radiazione emessa da una sorgente luminosa a causa della presenza di una massa posta tra sorgente e osservatore. Il risultato di questo fenomeno si osserva bene nell'immagine 3.3. La massa, che di solito è rappresentata da un ammasso di galassie, curva lo spazio-tempo e genera un effetto simile a quello ottico della lente, provocando o piccole deformazioni o la visione multipla fortemente distorta della sorgente. In analogia con la lente, la radiazione sarà deflessa e convogliata verso il fuoco della lente, quindi per osservarlo è necessario che la Terra sia locata su tale fuoco. L'immagine 3.4 è una rappresentazione di tale fenomeno.

Questo fenomeno fu predetto da Einstein e confermato nel 1919: in quell'anno ci fu un'eclissi e fu possibile fotografare le stelle che si trovavano nelle vicinanze del sole. Confrontando queste immagini con quelle ottenute sei mesi prima, fu possibile dimostrare che le posizioni delle stelle erano spostate proprio della quantità prevista da Einstein.

Esistono due fenomeni di lente gravitazionale, forte e debole [11]. La lente gravitazionale forte si può osservare quando l'immagine di un oggetto è fortemente modificata (di solito per causa di un ammasso di galassie) fino a creare anche immagini multiple del medesimo oggetto. La lente gravitazionale debole si ha quando ci sono piccole distorsioni delle immagini, tipicamente dell'ordine dell'1%. Per i fini cosmologici di solito si utilizza il fenomeno debole. Quando si osserva una galassia debolmente distorta, non si conosce esattamente la sua forma o le sue dimensioni, e quindi bisogna limitarsi a sfruttare delle semplici correlazioni statistiche, che sono comunque estremamente efficaci nel fornire informazioni sulla distribuzione della materia oscura negli ammassi di galassie e sulla storia della crescita delle strutture [14]. Di solito si osservano le distorsioni sulla forma, perché la forma media delle galassie è nota: tendenzialmente ellittica, con orientazione casuale. Per ottenere forti vincoli cosmologici sono necessari numerosi oggetti campione

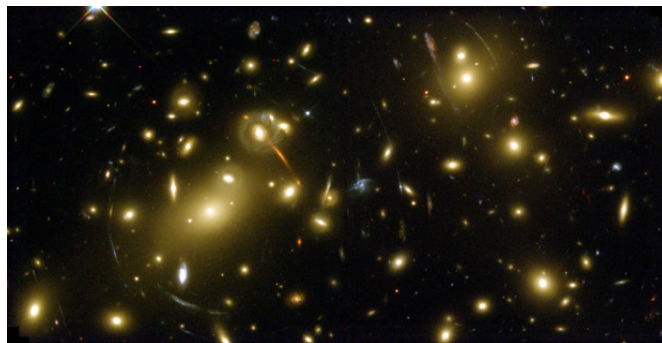


Figura 3.3: Lenti gravitazionali osservate dal telescopio spaziale Hubble.

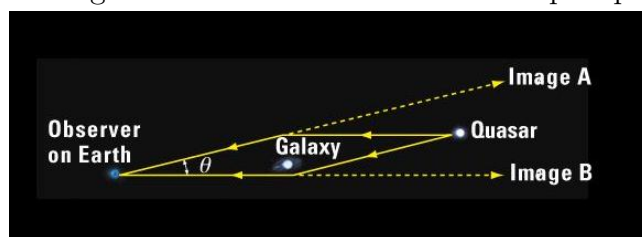


Figura 3.4: Schema base dell'effetto della lente gravitazionale.

da analizzare con alta precisione, essendoci anche molte fonti di errori sistematici. Ad esempio una significativa fonte di errore è presente nella misura della forma delle galassie perché le distorsioni che si osservano possono essere causate dalla lente gravitazionale, ma anche da una aberrazione ottica del telescopio.

3.3 Oscillazioni acustiche barioniche

Un ulteriore fenomeno cruciale per ottenere vincoli dei parametri del modello cosmologico è quello delle *oscillazioni acustiche barioniche* (BAO). Queste sono causate da onde acustiche generate da perturbazioni primordiali nel plasma fotone-barione. Durante il periodo cosmico antecedente alla ricombinazione, cioè a $z \approx 1100$, l'Universo consisteva in un plasma caldo di elettroni, barioni e fotoni. I fotoni potevano interagire con la materia per scattering Thomson. Con l'espansione dell'Universo e il raffreddamento del plasma, gli elettroni e i protoni possono combinarsi per formare atomi di idrogeno neutri (questo è il periodo della ricombinazione avvenuto a $z \approx 1100$ [10]). I fotoni interagiscono molto meno con la materia neutra. Pertanto, al momento della ricombinazione, i fotoni si dissociano dalla materia. Il plasma primordiale presenta delle zone con maggiore contrasto di densità, che attraggono mate-

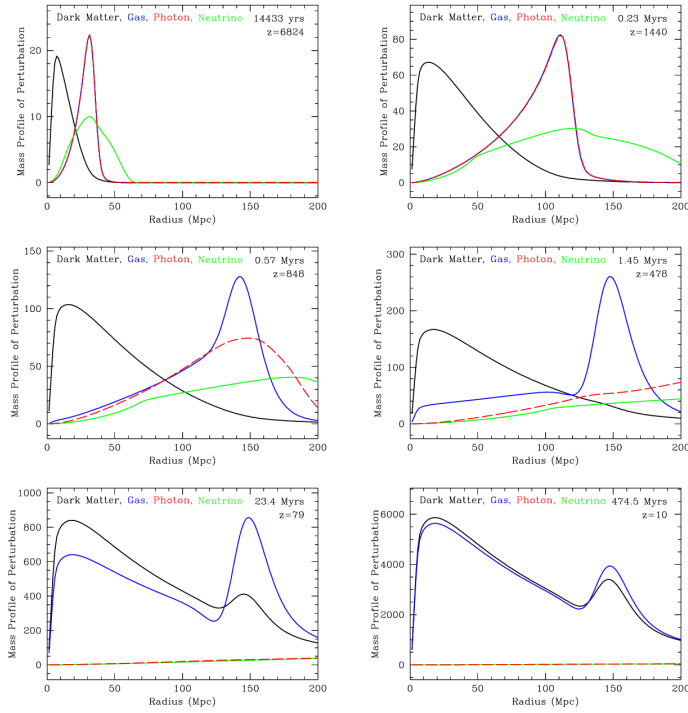


Figura 3.5: Immagini istantanee delle densità di perturbazioni. L'onda sonora si propaga dall'origine verso l'esterno. Al momento del disaccoppiamento tra gas e fotoni, la perturbazione del gas non si propaga più e rimane ad un raggio fisso.

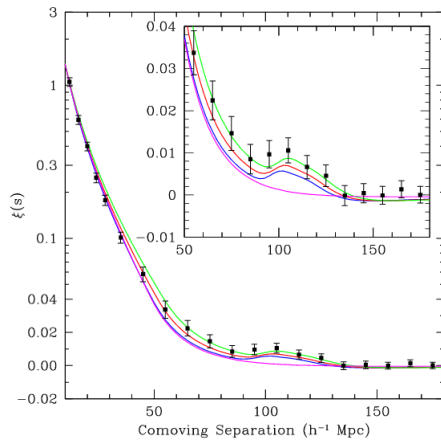


Figura 3.6: Grafico della funzione di correlazione a 2 punti per galassie. Il piccolo picco, causato dall'oscillazione acustica barionica, si trova alla distanza r_{BAO} relativo alle galassie rosse luminose.

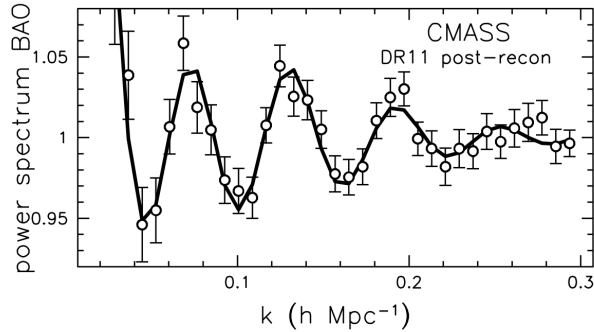


Figura 3.7: Spettro di potenza dell’oscillazione acustica barionica relativo alle galassie rosse luminose.

ria per effetto gravitazionale. Questo genera una grande quantità di pressione verso l’esterno. Il contrasto gravità-pressione produce delle oscillazioni, analoghe alle onde sonore create nell’aria. Queste onde sonore sferiche spostano i barioni e i fotoni verso l’esterno dalle zone con maggior contrasto di densità, mentre la materia oscura, che interagisce solo gravitazionalmente, rimane al centro dell’onda. Prima della ricombinazione, fotoni e materia si muovono insieme, mentre dopo la ricombinazione i fotoni si disaccoppiano e questo rimuove la pressione sul sistema, lasciando un guscio di materia barionica ad un raggio fisso. Questo raggio è chiamato *orizzonte sonoro* [18]. Questo guscio di materia barionica continuerà ad attrarre materia per effetto gravitazionale. Pertanto ci si aspetta di osservare un maggior numero di galassie separate dall’orizzonte sonoro rispetto a scale di lunghezza più piccole.

L’immagine 3.5 mostra come l’onda sonora, generata nell’origine, si propaga spostando le zone di maggior densità di fotoni e barioni verso l’esterno. Si osserva inoltre che al momento della ricombinazione la perturbazione non si propaga più e rimane ad un raggio fisso. Il risultato di questo fenomeno è un picco nella funzione di correlazione corrispondente alla medesima distanza originale, figura 3.6, cioè si osserva un aumento del numero di galassie separate da tale raggio. La figura 3.7 mostra le oscillazioni acustiche barioniche nello spettro di potenza: un aumento della funzione di correlazione ad una certa distanza provoca delle oscillazioni nello spettro di potenza (da questo fatto nasce il termine “oscillazioni” per dare il nome a tale fenomeno). Il valore di questa distanza è misurato con precisione, ad esempio [19] hanno misurato $r_{BAO} = 144,75 \pm 0,66 \text{Mpc}$, utilizzando le osservazioni dettagliate della CMB, e costituisce un “righello standard”. L’esistenza di questo righello standard misurabile a diversi redshift rende possibile lo studio della storia e dell’espansione dell’Universo, la sua geometria e le proprietà dell’energia

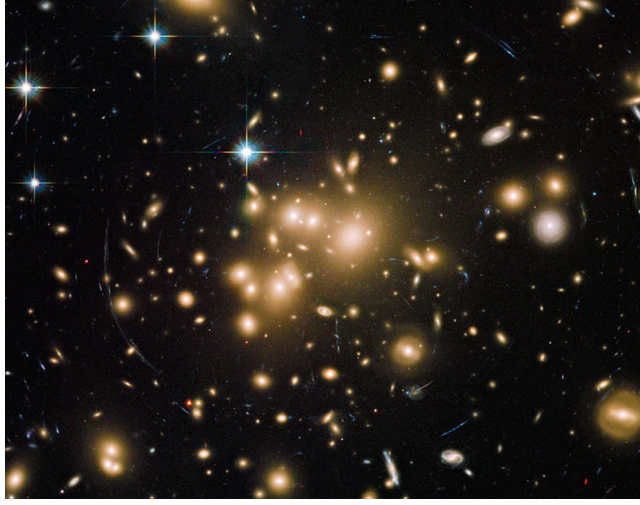


Figura 3.8: Ammasso di galassie Abell 1689 ripreso dal telescopio spaziale Hubble tramite l'osservazioni nella luce visibile e infrarossa.

oscura, come la sua densità. Questo si traduce nelle seguenti formule [23]

$$d_a = \frac{x}{\theta}, \quad (3.10)$$

$$d_l = c \int_0^z \frac{dz'}{H(z')} = d_a(1+z)^2, \quad (3.11)$$

$$H(z) = H_0 \left[\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_k(1+z)^2 + \Omega_{DE} \exp \left(3 \int_0^z \frac{1+w(z)}{1+z} dz \right) \right]^{0,5}, \quad (3.12)$$

dove d_a è chiamata distanza angolo-diametro, x rappresenta la dimensione del righello standard e θ la sua apertura angolare, $\Omega_k = 1 - \Omega_M - \Omega_{DE}$ e $w(z)$ è il parametro dell'equazione di stato dell'energia oscura.

3.4 Ammassi di galassie

Altre informazioni possono essere dedotte dalle osservazioni di ammassi di galassie. L'immagine 3.8 mostra un ammasso di galassie. La formazione ed evoluzione degli ammassi è dominata dalla gravità, ovvero dal collasso gravitazionale della materia oscura a partire dalle fluttuazioni primordiali. Questo addensamento di materia oscura riesce ad attrarre la materia barionica diffusa, la quale, sottoposta a grande forza di gravità, viene riscaldata a una temperatura di $10^7 - 10^8$ K. Questo induce il gas a emettere radiazione,

soprattutto nello spettro a raggi X, il che rende ottima la localizzazione di ammassi di galassie come sorgenti estese in questa banda. Tramite le osservazioni degli ammassi nella banda X, è possibile dedurre la loro estensione spaziale, la densità e la temperatura. Inoltre, il plasma caldo di barioni all'interno degli ammassi ha una probabilità non nulla di interagire con i fotoni della radiazione cosmica di fondo (CMB), per effetto Compton inverso. Questo aumenta di poco l'energia del fotone e porta a un piccolo, ma significativo, spostamento della lunghezza d'onda dipendente dalla frequenza originaria della CMB [20]. Le galassie costituiscono circa il 20% della massa totale del sistema. Dalla dinamica e dalla densità delle galassie si può dedurre la massa dell'intero sistema. La distribuzione degli ammassi di galassie su grandi scale è governata dalla distribuzione e dall'evoluzione della materia oscura. Le proprietà degli aloni di materia oscura possono essere predette tramite le simulazioni a N corpi [11]. Confrontando queste simulazioni con la distribuzione degli ammassi di galassie osservata, si possono ricavare vincoli sulla storia dell'espansione dell'Universo e sulla crescita delle strutture.

3.5 Funzione di correlazione e spettro di potenza

Data una generica distribuzione discreta di sorgenti con una densità numerica media ρ_0 , il numero di coppie di oggetti contenuti in due volumi dV_a e dV_b , con separazione $r_{ab} = |\mathbf{x}_a - \mathbf{x}_b|$, risulta:

$$dN_{ab} = \rho_0^2 [1 + \xi(r_{ab})] dV_a dV_b, \quad (3.13)$$

dove si è introdotta la *funzione di correlazione* a due punti ξ . In pratica scegliendo una sorgente a caso la (3.13) dà la probabilità di trovarne un'altra a distanza r ; la funzione di correlazione quantifica l'eccesso di probabilità rispetto a una distribuzione di Poisson, corrispondente a $\xi = 0$. Nel caso di una distribuzione continua, si considera la sovradensità numerica:

$$\delta(\mathbf{x}_a) = \frac{dN_a}{\rho_0 dV_a} - 1, \quad (3.14)$$

dove \mathbf{x} indica la coordinata spaziale. Anche in questo caso consideriamo la separazione r_{ab} . Facendo la media rispetto a tutte le coppie di punti con separazione r_{ab} si trova:

$$\langle \delta(\mathbf{x}_a) \delta(\mathbf{x}_b) \rangle = \frac{dN_{ab}}{\rho_0^2 dV_a dV_b} - 1, \quad (3.15)$$

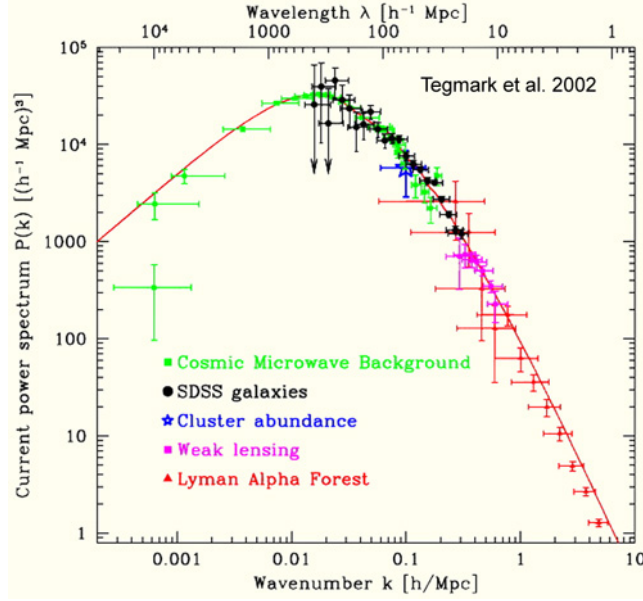


Figura 3.9: Spettro di potenza, in scala logaritmica, con i dati di diverse osservazioni. La linea rossa rappresenta il best fit di tali dati.

e quindi:

$$\xi(r_{ab}) = \langle \delta(\mathbf{x}_a)\delta(\mathbf{x}_b) \rangle. \quad (3.16)$$

Per il calcolo della funzione di correlazione si utilizzano gli estimatori. Un estimatore è quello di Davis-Peebles [21]:

$$\xi = \frac{DD}{RR} - 1, \quad (3.17)$$

oppure si può utilizzare l'estimatore di Landy & Szalay [22]:

$$\xi = \frac{DD - 2DR + RR}{RR}. \quad (3.18)$$

Il termine DD (data-data) indica il numero di coppie di galassie a distanza r . DR (data-random) è il numero di coppie a distanza r tra una sorgente reale (D) e un è un oggetto fittizio (R) preso da un catalogo di oggetti uniformemente distribuiti, in un volume identico a quello dello spazio reale. Lo *spettro di potenza* è definito nel modo seguente:

$$P(k) = V|\delta_k|^2, \quad (3.19)$$

dove δ_k rappresenta la trasformata di Fourier della sovradensità numerica. Esplicitando la media nella (3.16) si ottiene:

$$\xi(r) = \langle \delta(\mathbf{x} + \mathbf{r})\delta(\mathbf{x}) \rangle = \frac{1}{V} \int \delta(y + r)\delta(x)dV_y. \quad (3.20)$$

Dal confronto fra la (3.19) e la (3.20) si ricava:

$$P(k) = \int \xi(r) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} dV. \quad (3.21)$$

Pertanto lo spettro di potenza è la trasformata di Fourier della funzione di correlazione.

3.6 Distorsioni nello spazio dei redshift

Per il calcolo delle distanze cosmologiche delle galassie, tipicamente si misura il redshift, che si converte poi nella distanza comovente, assumendo un modello cosmologico. Questo si traduce nelle formule (3.11) e (3.12). Tuttavia, oltre alla velocità di recessione dell'espansione dell'Universo, le galassie possono avere dei moti peculiari. Il redshift osservato equivale a:

$$z_{obs} = z + \frac{v_{\parallel}}{c}(1+z) + \frac{\sigma_v}{c}, \quad (3.22)$$

dove z è il redshift cosmologico dato dall'espansione dell'Universo, v_{\parallel} è la componente lungo la linea di vista della velocità peculiare e σ_v è un errore di misura, assunto randomico. Non potendo misurare la v_{\parallel} , questa viene trascurata e porterà ad un errore quando si calcolano le distanze. L'effetto è una distribuzione delle galassie diversa tra spazio dei redshift e spazio reale. Lo spazio dei redshift è definito come lo spazio, in coordinate angolari, dove non si usa la distanza ma il redshift misurato. Per le strutture a grande scala, dove si ha a che fare con bassi valori del contrasto di densità e con velocità peculiari piccole e ordinate (*regime lineare*), le distorsioni provocano uno schiacciamento delle strutture lungo la linea di vista. Per le strutture vicine, o in *regime non lineare*, le distorsioni provocano, invece, un allungamento.

Per il regime lineare, Kaiser [24] ha quantificato la corrispondente deformazione dello spettro di potenza:

$$P_S(k) = (1 + f\mu_k^2)^2 P_R(k), \quad (3.23)$$

dove P_S e P_R sono rispettivamente lo spettro nello spazio dei redshift e nello spazio reale, μ è il coseno dell'angolo fra la visuale e il vettore d'onda \mathbf{k} , f è il tasso di crescita definito come:

$$f \equiv \frac{d \ln(g)}{d \ln(a)} = \Omega_M^\gamma(z), \quad (3.24)$$

dove g è il fattore di crescita delle perturbazioni lineari [25] e γ per il modello Λ CDM vale $\gamma \approx 0,545$.

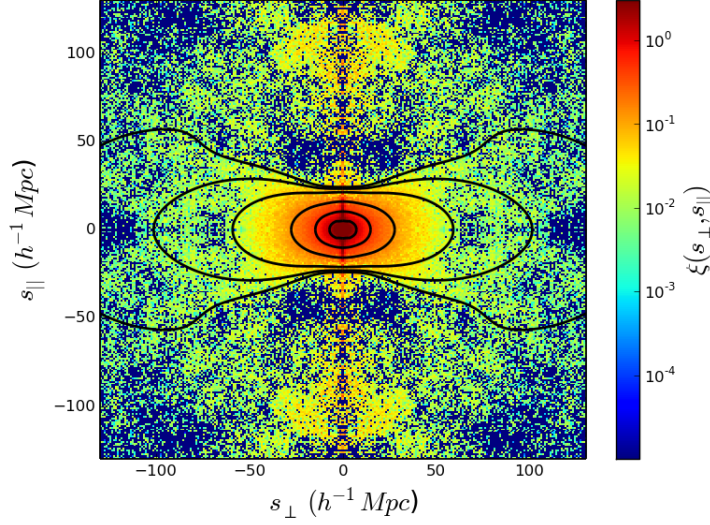


Figura 3.10: Distorsioni della funzione di correlazione. Sull'asse x e y sono indicate le componenti della distanza, perpendicolare e parallela alla linea di vista. Le curve indicano le curve di livello della funzione di correlazione.

Si definisce il *bias* b come:

$$b = \frac{\sigma_{8,g}}{\sigma_8}, \quad (3.25)$$

dove σ rappresenta lo scarto quadratico medio del contrasto di densità δ entro una sfera di raggio $8Mpc/h$, con h che indica il parametro di Hubble in unità di $100km/sMpc$, il pedice g indica le fluttuazioni della densità di galassie mentre nessun pedice indica le fluttuazioni nel contrasto di densità di massa [25].

Dallo spettro di potenza si può ricavare la funzione di correlazione, che risulterà distorta, e vale:

$$\xi(r, \mu) = \xi_0(r)P_0(\mu) + \xi_2(r)P_2(\mu) + \xi_4(r)P_4(\mu), \quad (3.26)$$

dove μ è il coseno dell'angolo, nello spazio reale, fra la separazione di coppia \mathbf{r} e la visuale, P_n sono i polinomi di Legendre e i ξ_n sono:

$$\begin{aligned} \xi_0(r) &= \left(1 + \frac{2}{3}\beta + \frac{1}{5}\beta^2\right) \xi(r), \\ \xi_2(r) &= \left(\frac{4}{3}\beta + \frac{4}{7}\beta^2\right) [\xi(r) - \bar{\xi}(r)], \\ \xi_4(r) &= \frac{8}{35}\beta^2 \left[\xi(r) + \frac{5}{2}\bar{\xi}(r) - \frac{7}{2}\bar{\bar{\xi}}(r)\right], \end{aligned} \quad (3.27)$$

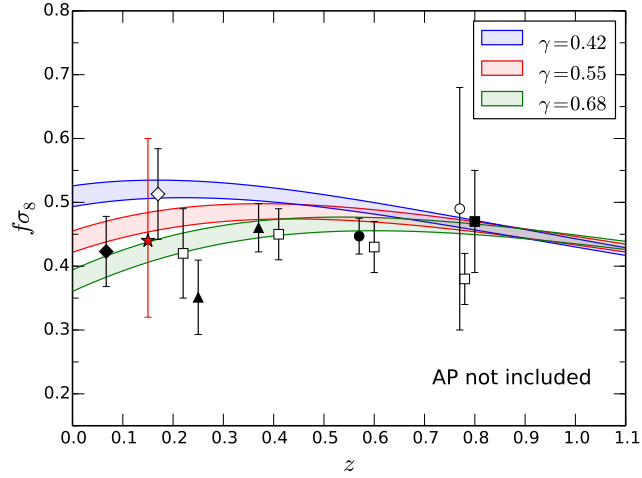


Figura 3.11: Misura del tasso di crescita usando la funzione di correlazione a due punti per galassie con $z < 0,8$. Le bande colorate indicano le previsioni del tasso di crescita per γ diversi [26].

dove:

$$\begin{aligned}\bar{\xi}(r) &= \frac{3}{r^3} \int_0^r \xi(t) t^2 dt, \\ \bar{\bar{\xi}}(r) &= \frac{5}{r^5} \int_0^r \xi(t) t^4 dt.\end{aligned}\tag{3.28}$$

La figura 3.10 mostra un esempio di distorsione della funzione di correlazione [26]. Modellando le distorsioni nello spazio dei redshift, si può misurare il parametro di distorsione lineare β , definito come:

$$\beta = \frac{f}{b}.\tag{3.29}$$

Dal redshift delle galassie si può misurare il $\sigma_{8,g}$, e combinando le osservazioni si può ricavare:

$$f\sigma_8 = \beta\sigma_{8,g}.\tag{3.30}$$

Un modello empirico che può spiegare sia il regime lineare sia quello non lineare, è il cosiddetto *modello di dispersione*, dove la funzione di correlazione dello spazio dei redshift è espressa come una convoluzione di una funzione linearmente distorta e con una funzione di distribuzione di velocità [23]:

$$\xi(r_\perp, r_\parallel) = \int_{-\infty}^{\infty} d\nu f(\nu) \xi\left(r_\perp, r_\parallel - \frac{\nu(1+z)}{H(z)}\right)_{lin},\tag{3.31}$$

con $f(\nu)$ che dipende da quale distribuzione si sceglie, ad esempio può essere quella gaussiana:

$$f_{gauss}(\nu) = \frac{1}{\sigma_{12}\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{\nu^2}{\sigma_{12}^2}\right). \quad (3.32)$$

La figura 3.11 rappresenta un esempio di misura della quantità $f\sigma_8$.

Le misure più precise dei parametri cosmologici, attualmente in vigore, sono stati forniti attraverso il satellite Planck [19]. Questi valori sono:

Parametro	Definizione	Valore
$\omega_b \equiv \Omega_b h^2$	densità barionica totale	0.02207 ± 0.00033
$\omega_m \equiv \Omega_m h^2$	densità di materia totale	0.1423 ± 0.0029
$\omega_c \equiv \Omega_c h^2$	densità materia oscura fredda totale	0.1196 ± 0.0031
Ω_K	curvatura oggi (con $\Omega_{TOT} = 1 - \Omega_K$)	$-0.0005^{+0.0065}_{-0.0066}$
Ω_Λ	densità di energia oscura oggi	0.686 ± 0.0020
Ω_m	densità di materia oggi	0.314 ± 0.0020
H_0	rate di espansione oggi	67.4 ± 1.4
w	valore dell'equazione di stato per la costante cosmologica	$-1.13^{+0.24}_{-0.25}$
w_0	valore costante dell'equazione di stato dip. dal tempo	$-1.04^{+0.72}_{-0.69}$
w_a	valore dell'equazione di stato per l'energia oscura dip. dal tempo	$< 1, 32$
t_0	età dell'universo	$13, 813 \pm 0.058 \text{ Gyr}$

Capitolo 4

La missione spaziale *Euclid*

4.1 Obiettivi scientifici

Euclid (immagine 4.1) è una missione spaziale di classe media del Programma Scientifico dell'*ESA* (Agenzia Spaziale Europea), approvata dal Science Programme Committee (SPC) a giugno 2012. Questa missione ha lo scopo di indagare le caratteristiche di energia oscura (principalmente) e materia oscura, per cercare di comprendere la natura dell'espansione dell'universo. Servirà inoltre per verificare la teoria della Relatività Generale su grandi scale, e per investigare la fisica dell'universo primordiale.

Il satellite verrà lanciato nel 2020, tramite il razzo Soyuz ST-2.1B, da Kourou, città della Guyana francese (Sud-America), e impiegherà circa 30 giorni per arrivare alla sua destinazione, il punto di Lagrange L2. È stato scelto questo punto per minimizzare gli effetti dovuti a perturbazioni dal campo magnetico terrestre e lunare, perturbazioni termiche e gradienti di gravità. Inoltre tramite lo schermo protettivo non sarà influenzato dalla luce del sole. La vita operativa attesa è di circa sei anni. *Euclid* scansionerà in cielo a latitudini galattiche maggiori di $|b| \pm 30$. Il primo anno operativo di *Euclid* è il più importante in termini di qualità e frequenza delle calibrizioni. L'immagine 4.2 mostra la porzione di cielo in coordinate ellittiche che *Euclid* osserverà durante i 6 anni di attività.

Nello specifico, gli obiettivi di *Euclid* sono:

1. raggiungere una $FoM > 400$ per lo studio dell'energia oscura attraverso l'osservazione di proprietà spaziale di galassie e ammassi di galassie e da lenti gravitazionali deboli; questo corrisponde ad avere 1σ di errore su w_0 e w_a rispettivamente di 0,02 e 0,1;



Figura 4.1: A sinistra, l'immagine di come apparirà il satellite Euclid. A destra, il razzo Soyuz ST-2.1B con cui verrà lanciato.

2. misurare γ , l'esponente del tasso di crescita (equazione (3.24)), con una precisione di $\sigma_\gamma < 0.02(1\sigma)$, sufficiente da distinguere la Relatività Generale da altre teorie di gravità modificata;
3. verificare il paradigma della CDM per la formazione di strutture gerarchiche e misurare la somma delle masse dei neutrini con 1σ di precisione migliore di $0.03eV$;
4. fissare n_s , l'indice spettrale dello spettro di potenza primordiale, e verificare il modello inflazionario tramite la misurazione del parametro di non gaussianità f_{NL} con precisione di $1\sigma \approx 2$.

L'obiettivo sarà raggiunto attraverso l'osservazione e lo studio di due diversi e indipendenti fenomeni cosmologici: le lenti gravitazionali deboli e il clustering di galassie e ammassi di galassie. Euclid osserverà un'area di $15000deg^2$ del cielo (circa il 37% del totale) e sarà integrato con due osservazioni mensili di $20deg^2$ di campi profondi (polo nord e polo sud eclittico). Euclid osserverà quattro volte ogni singola porzione di cielo (corrispondente a un campo di vista di $0.54deg^2$ di ognuno dei due strumenti) ed il metodo di osservazione è lo Step and Stare. Euclid invierà circa 850 Gbit di dati al giorno, e questi saranno inviati a Terra attraverso la banda K (26 GHz). Alla fine della sua vita operativa Euclid avrà prodotto immagini e dati fotometrici per più di un miliardo di galassie e decine di milioni di spettri di galassie, dati che saranno di grande importanza anche per molti altri settori dell'astrofisica.

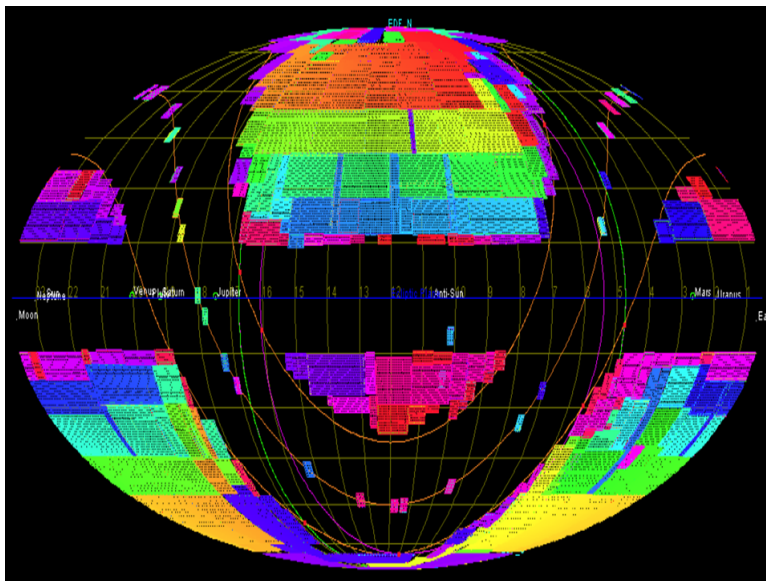


Figura 4.2: Cielo coperto dalla missione Euclid, in coordinate ellittiche, alla fine della sua vita operativa di sei anni.

4.2 Osservazioni

Per ricavare vincoli cosmologici dal fenomeno delle lenti gravitazionali deboli, Euclid misurerà la morfologia di circa 30 galassie risolte per arcmin², per un totale di circa 1,5 miliardi di galassie, con un redshift medio di $z \approx 0.9$. Le immagini verranno ottenute nella banda visibile R+I+Z (550 – 920 nm) con una *magnitudine AB* inferiore a 24.5, dove magnitudine AB è un sistema di magnitudine astronomica basata sul flusso misurato e calibrato con una unità assoluta. Con questi dati sarà possibile determinare con alta precisione la storia dell'espansione e della crescita dell'Universo e la distribuzione della materia in 3 dimensioni. Inoltre, Euclid misurerà l'effetto delle lenti gravitazionali deboli di galassie ellittiche su grande scala che fornisce la misura più diretta dello spettro di potenza della materia.

Euclid otterrà gli spettri e redshift di circa 50 milioni di galassie, nell'intervallo di redshift $0.7 \sim z \sim 2.1$, con i quali sarà possibile effettuare una mappatura della distribuzione di galassie in tre dimensioni ad alta qualità, quantificabile in termini di spettro di potenza o funzione di correlazione. Lo studio spettroscopico verrà effettuato nella banda 1100 – 2000nm, con una sensibilità di flusso di riga spettrale di $3 \times 10^{-16} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. I picchi nella distribuzione delle galassie rappresentano la traccia degli ammassi di galassie, dai quali si possono ricavare informazioni complementari. La distribuzione degli ammassi di galassie fornisce informazioni sulla distribuzione

Tabella 4.1: Precisione attesa da Euclid sui principali parametri cosmologici [27].

	Gravità Modificata	Materia Oscura	Condizioni Iniziali	Energia Oscura		
Parametro	γ	m_ν /eV	f_{NL}	w_p	w_a	FoM
Euclid	0.010	0.027	5.5	0.015	0.150	430
Valori attuali	0.200	0.580	100	0.100	1.500	≈ 10
Fattore di miglioramento	30	30	50	>10	>50	>300

statistica delle fluttuazioni iniziali, e la loro dinamica è governata dal collasso gravitazionale della materia oscura. Euclid rileverà gli ammassi di galassie soprattutto tramite dati fotometrici.

Dalle mappe di galassie e ammassi di galassie è possibile inoltre misurare le anisotropie nello spazio dei redshift. Come descritto in sezione 3.6 le distorsioni nello spazio dei redshift forniscono a una misura diretta del fattore di crescita.

Le immagini fotometriche verranno ricavate nelle bande Y (920-1146 nm), J (1146-1372 nm) e H (1372-2000 nm), con una magnitudine AB limite pari a 24. Si stima che Euclid osserverà circa 60000 ammassi di galassie tra $z = 0.2$ e $z = 2.0$, di cui 10000 ammassi con $z > 1$.

Sono stati scelti questi due fenomeni per i seguenti motivi:

- la lenti gravitazionali deboli e il clustering di galassie sono i fenomeni più sensibili agli effetti dell'energia oscura, e possono essere efficientemente sfruttati per verificare le teorie della gravità modificata su scale cosmologiche.
- la loro combinazione fornisce forti vincoli sull'espansione cosmica, sulla crescita delle strutture e sulla relazione tra materia oscura e materia luminosa, permettendo anche di tenere sotto controllo gli errori sistematici.

- rispetto ad altri approcci, questi fenomeni sono poco influenzati da fenomeni barionici.

Come descritto in sezione 3.1 anche le SN Ia forniscono informazioni sulla storia evolutiva dell'Universo e sull'energia oscura. Osservazioni ripetute di Euclid (circa una a settimana) saranno utilizzate per rivelare tali sorgenti, e fornire le curve di luce e i colori di alcune migliaia di SNIa; tutto questo attraverso osservazioni fotometriche. Euclid osserverà circa 3000 SN Ia a $z \approx 1.2$, ulteriori 6000 SN Ia e 10000 SN Ib a $z \approx 0.3$.

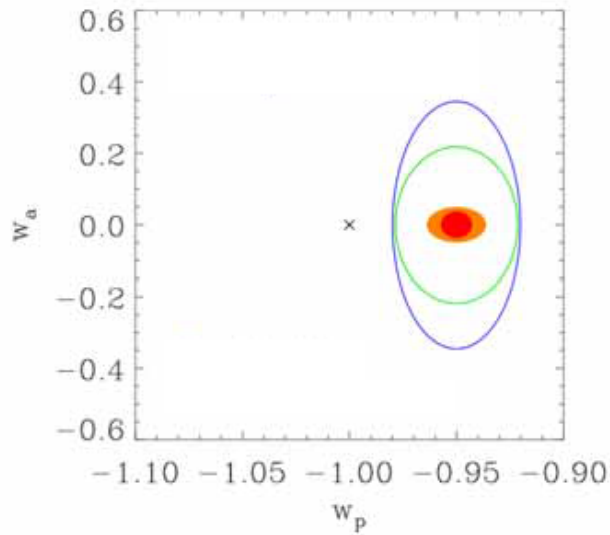
L'accuratezza dei dati che fornirà Euclid è impressionante, e i valori predetti sono riportati in tabella 4.1. Euclid verificherà ogni aspetto del modello concordato con un fattore di miglioramento pari a 10 o più.

La tabella 4.1 e la figura 4.3a mostrano i valori attesi per le incertezze sui parametri dell'equazione di stato dell'energia oscura, per un redshift medio di $z \approx 0.5$. Euclid verificherà la Relatività Generale su grandi scale cosmiche attraverso la misura del parametro γ con una precisione di 0.01 (per il modello Λ CDM il parametro corrisponde a $\gamma = 0.55$), come mostrato in figura 4.3b. La figura 4.4 mostra gli errori attesi per il tasso di crescita (la banda in blu si riferisce a Euclid). Si può osservare in tutte e tre le figure come le bande di errore saranno notevolmente ridotte rispetto i valori attuali: questo permetterà di distinguere le diverse teorie.

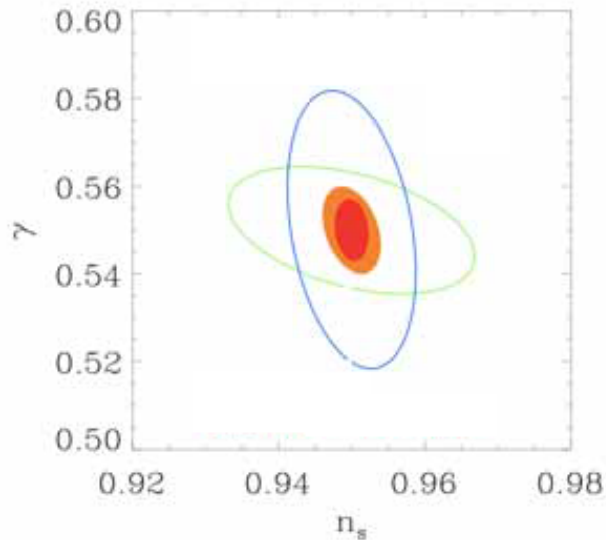
Nelle osservazioni a campo profondo, Euclid effettuerà misure spettroscopiche di galassie ad alto redshift, $z > 7$, con le quali si potranno vincolare le caratteristiche di stelle di Popolazione III, come la metallicità e massa iniziale, e la crescita nell'epoca della re-ionizzazione. Inoltre ci si aspetta che Euclid osserverà circa 80 quasar con $z > 8.1$. I quasar possono essere usati per misurare la frazione del mezzo intergalattico vicino ad essi, offrendo ulteriori informazioni sull'epoca della re-ionizzazione, ma anche sulla storia della formazione delle stelle quando l'Universo era molto giovane.

4.3 Strumenti

Euclid sarà costituito da una struttura con un'altezza di 4,5m e un diametro di 3,1m e peserà 2100kg. La potenza del satellite sarà generata tramite pannelli solari montati sulla parte superiore e sarà immagazzinata in una batteria al litio. Euclid consiste in un telescopio di tipo Korsch progettato per fornire un grande campo visivo. La luce viene indirizzata a due strumenti attraverso un filtro dicroico. La luce riflessa viene indirizzata al *Visible Instrument* (VIS), che osserverà nella banda tra 550 e 900 nm. La luce trasmessa viene invece indirizzata al *Near Infrared Instrument* (NISIP), che opererà nel vicino infrarosso con filtri spettroscopici le lunghezze d'onda da



(a) Errori attesi per i parametri dell'equazione di stato dell'energia oscura.



(b) Errori attesi per γ e per indice spettrale dello spettro di potenza primordiale.

Figura 4.3: Errori attesi per i parametri dell'equazione di stato dell'energia oscura, γ e sull'indice spettrale dello spettro di potenza primordiale. Le due ellissi più grandi rappresentano le incertezze attuali, dove l'ellisse blu è data dal clustering di galassie mentre quella verde dalla lente gravitazionale. Le ellissi più piccole sono quelle previste per Euclid, e quella rossa rappresenta i dati combinati di Euclid e Planck.

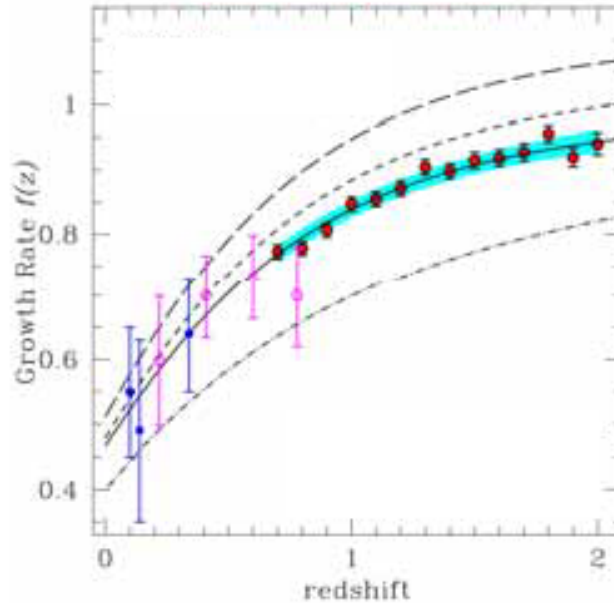


Figura 4.4: Errori previsti per Euclid per la misura del tasso di crescita in funzione del redshift. I dati più a sinistra sono lo stato attuale delle misure, quelli rossi evidenziati in blu rappresentano per previsioni per Euclid.

1100 a 2000nm, e tre bande fotometriche, la Y (920-1146nm), la J (1146-1372nm) e la H (1372-2000nm). Nelle sezioni successive vengono presentati in dettaglio questi strumenti.

4.3.1 L'ottica

Il telescopio deve fornire immagini di alta qualità al canale della luce visibile (VIS) e simultaneamente a quello infrarosso (NISP). Il telescopio è di tipo Korsch con un'apertura di 1.2 metri. Il telescopio Korsch è composto da tre specchi anastigmatici, progettati per ridurre al minimo le aberrazioni ottiche, come l'aberrazione sferica, l'aberrazione cromatica e l'astigmatismo. Tale schema si può vedere nell'immagine 4.5. L'immagine 4.6 mostra l'intero sistema ottico fino ai due strumenti di misura (VIS e NISP). Il telescopio avrà una struttura esapoda, come si vede in figura 4.7. Lo specchio secondario (M2) è montato su sei rinforzi che sono poi collegati allo specchio primario (M1), il tutto su un banco ottico. Le prestazioni ottiche del telescopio sono molto sensibili alla distanza dei due specchi M1 e M2. Per questo motivo, lo specchio secondario è integrato su un meccanismo che può essere utilizzato

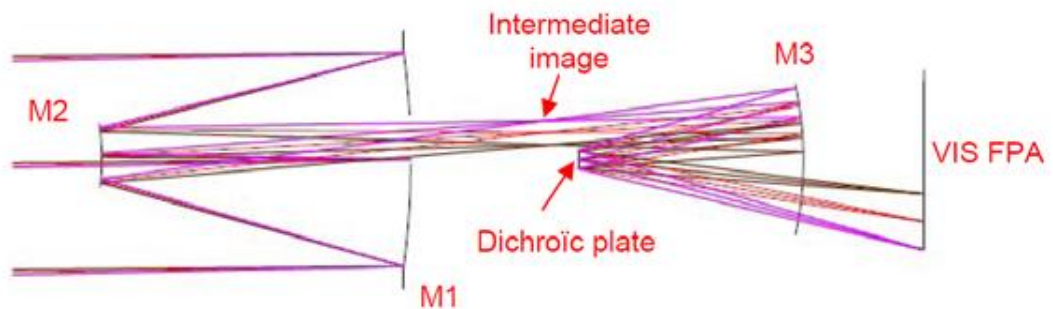


Figura 4.5: Schema dei tre specchi anastigmatici.

dopo il lancio per correggere gli errori di allineamento. La luce del sole è bloccata tramite uno schermo sul quale verranno montate delle celle solari.

4.3.2 VIS

Il Visible Instrument è formato dai seguenti strumenti:

- VIS Focal Plane Assembly (VI-FPA): è il piano focale con i CCD che riceveranno la luce visibile e produrranno le immagini;
- VIS Shutter Unit (VI-SU): serve per chiudere il percorso ottico;
- VIS Calibration Unit (VI-CU): serve per illuminare il piano focale per la calibrazione;
- Control and Data Processing Unit (VI-CDPU): serve per il controllo degli strumenti, esegue l'elaborazione e la gestione dei dati;
- Power and Mechanism Control Unit (VI-PMCU): è l'unità di controllo.

Tutti questi elementi sono riportati in figura 4.8.

Il *Focal Plane Assembly* è composto da due parti principali: il rivelatore e l'elettronica. Il rivelatore è formato da una matrice di 6×6 CCD (Charge-Coupled Device, dispositivo ad accoppiamento di carica) che sono dei sensori per la luce visibile e ultravioletta, e mantenuti a una temperatura di $153 \pm 5\text{K}$. Il metodo ottimale di per il raffreddamento è in corso di definizione. La parte di elettronica è costituita da un circuito per la lettura dei dati e da un alimentatore, il tutto su un supporto metallico. Questa struttura fornisce anche una schermatura termica per evitare l'accoppiamento radiativo termico tra i CCD freddi e l'elettronica calda (con temperatura $\approx 270\text{K}$). Le due parti (rivelatore ed elettronica) non sono collegate meccanicamente ma

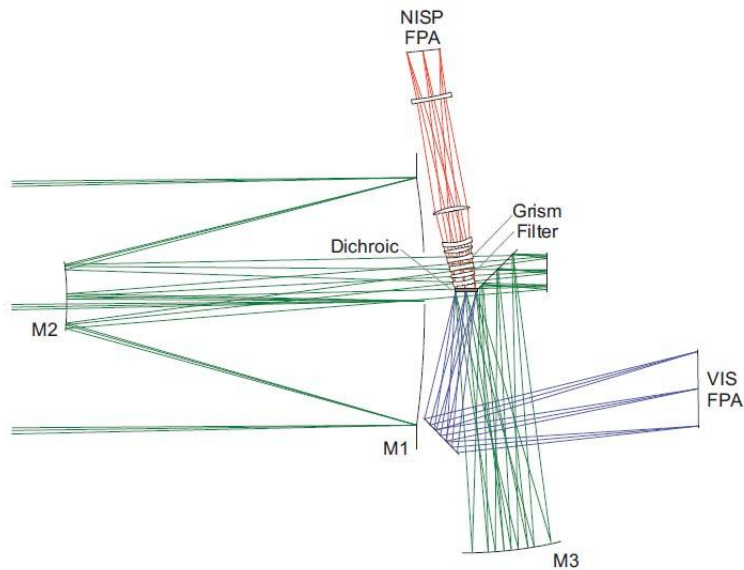


Figura 4.6: Schema ottico di Euclid con il disco dicroico e i due strumenti di misura.

elettricamente da interconnessioni flessibili dei CCD per evitare perturbazioni meccaniche durante la fase di lancio del satellite e per evitare perturbazioni termiche delle due parti (figura 4.9). Questi fasci hanno sufficienti gradi di libertà per accogliere i movimenti relativi alle vibrazioni. Per Euclid è stato scelto di utilizzare il CCD273 che ha una superficie di $12\mu\text{m}^2$, 4096×4096 pixel e le interconnessioni flessibili lunghe circa 8mm, coprendo un ampio campo di vista corrispondente a $\sim 0.54 \text{ deg}^2$. Il rivelatore fornirà circa 520 Gbit di informazioni al giorno. Le esposizioni dureranno 565 secondi, e la lettura dei dati durerà circa 65 secondi. Lo *Shutter Unit* è un otturatore, con lo scopo di bloccare la luce che arriva sui rilevatori quando questi non devono essere esposti alla luce, cioè durante la fase di lettura dei dati. L'apertura e la chiusura dell'otturatore avviene in circa 10 secondi. La *Calibration Unit* serve a fornire una luce perfettamente nota per calibrare lo strumento. È formato da una sfera integratrice in modo da avere un'illuminazione uniforme su tutto il piano focale. Il *Control and Data Processing Unit* ha la funzione di gestire il controllo del veicolo e dei dati, riceve e interpreta i comandi ricevuti e li trasmette, controlla gli strumenti sulla base dei dati acquisiti, sincronizza tutte le attività dello strumento, acquisisce ed elabora i dati ricevuti. Infine, il *Power and Mechanism Control Unit* comprende tutte le funzioni necessarie

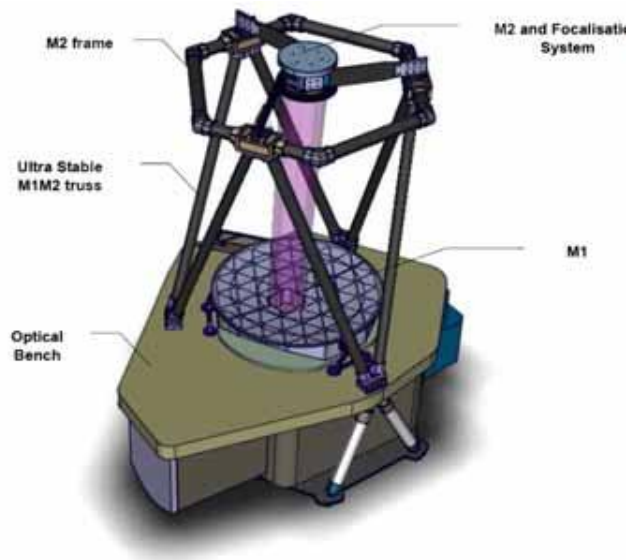


Figura 4.7: Struttura del telescopio Euclid.

per controllare i meccanismi del VIS. Tutto il VIS peserà intorno ai 113 kg con un margine del 20%.

4.3.3 NISP

Il Near Infrared Spectrometer and imaging Photometer consiste in uno spettrometro nel vicino-infrarosso e in un fotometro, con una temperatura di circa 140K, ad eccezione dei rilevatori che sono fissi ad una temperatura di circa 120K. Il NISP lavora in due modalità: una è quella fotometrica, per l'acquisizione di immagini con tre filtri a banda larga, e l'altra è quella spettroscopica, che acquisisce l'immagine facendo disperdere la luce attraverso dei sistemi formati da un prisma e da un reticolo di diffrazione ("grism"). Gli elementi principali che lo compongono sono:

- NISP Opto-Mechanical Assembly (NI-OMA): contiene gli elementi ottici del piano focale;
- NISP Grism Wheel Assembly (NI-GWA): contiene quattro elementi disperdenti per la modalità spettroscopica;
- NISP Filter Wheel Assembly (NI-FWA): contiene i tre filtri per la modalità fotometrica;
- NISP Calibration Unit (NI-CU): converge della luce nel fascio ottico per la calibrazione;

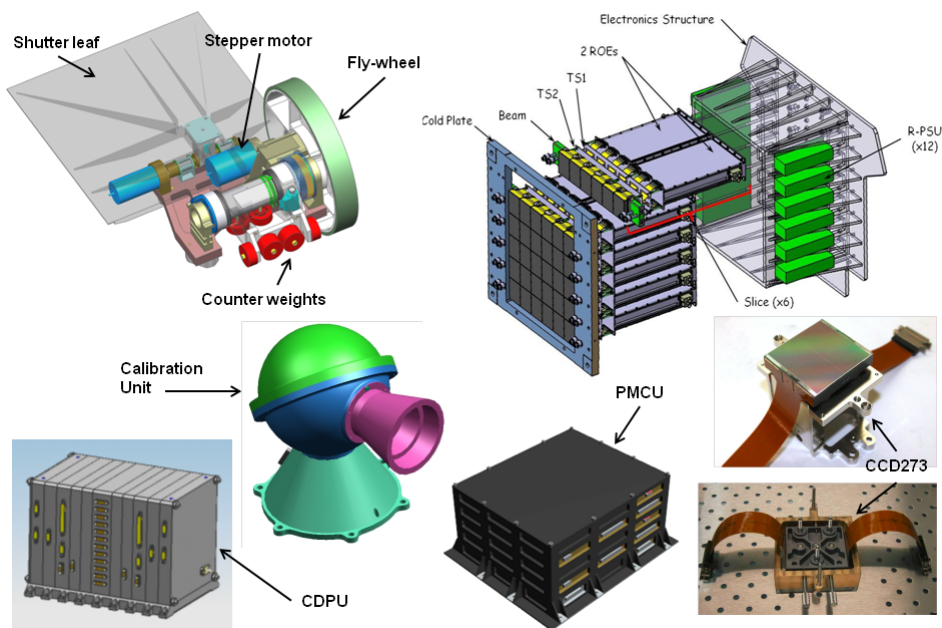


Figura 4.8: Panoramica dei sottosistemi che compongono il VIS. In alto, da sinistra a destra: Shutter Unit; visione allargata del Focal Plane Assembly con i 36 CCD273 nella parte anteriore, a seguire la lettura elettronica, la struttura elettronica e le unità di alimentazione. In basso, da sinistra a destra: Control and Data Processing Unit; Calibration Unit; Power and Mechanism Control Unit; visione di un singolo CCD273.

- NISP Detector System (NI-DS): contiene i rilevatori dei segnali per la modalità fotometrica e spettroscopica;
- NISP Detector Control Unit (NI-DCU): fornisce i dati e l'interfaccia dei comandi al NI-DS;
- NISP Data Processing Units (NI-DPU): fornisce una compressione ed un impacchettamento dei dati al NI-DCU;
- NISP Instrument Control Unit (NI-ICU): esegue il controllo di tutto lo strumento, dei suoi meccanismi e della temperatura;
- NISP Warm Electronics (NI-WE): è composto dal NI-DCU, NI-DPU e dal NI-ICU.

Il *NISP Opto-Mechanical Assembly* si può vedere in figura. 4.10. Esso contiene gli elementi ottici dello strumento a basse temperature. Su di esso sono montati due meccanismi in modo da selezionare le due modalità di

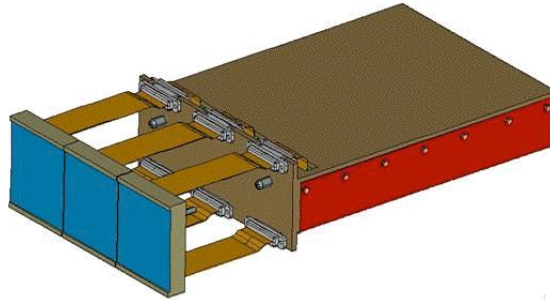


Figura 4.9: Rappresentazione del collegamento tra i singoli CCD e la parte di elettronica per la lettura.

osservazione. Nella modalità fotometrica, lo strumento studia le lunghezze d'onda da 920nm a 2000nm (bande Y,J,H) con una qualità dell'immagine di circa 0,3 arcsec. Nella modalità spettroscopica la luce viene fatta passare attraverso uno dei quattro grism, in modo da far passare solo le lunghezze d'onda tra 1100 a 2000nm. Tre di questi quattro grism coprono lo stesso intervallo di lunghezze d'onda, ma forniscono spettri con tre diverse orientazioni al fine di decontaminare ciascun spettro dalla sovrapposizione di spettri vicini. Inoltre, il NI-OMA è dotato di due lenti aggiuntive: una per correggere ulteriori aberrazioni residue subito dopo il telescopio, l'altra, posta dopo il meccanismo per la scelta delle due modalità di funzionamento, per inviare le immagini sul piano focale. Il *NISP Grism Wheel Assembly* e il *NISP Filter Wheel Assembly* forniscono la funzionabilità di interscambio tra la modalità fotometrica e spettroscopica. Il FWA ospita i tre filtri per la luce vicino-infrarossa (Y,J,H). Ogni filtro ha uno spessore di 10 mm e un diametro di 120 mm. Inoltre, la ruota contiene due ulteriori slot, uno aperto e uno chiuso. Il GWA contiene due tipi di grism: un primo tipo (blu) è trasparente alla luce di lunghezza d'onda tra 1100 nm a 1450 nm, mentre l'altro (rosso) è trasparente alla luce da 1450 nm a 2000 nm. Tutti i filtri sono disposti su un dispositivo rotante che può funzionare in un intervallo di temperatura tra i 20 K e i 300 K. La *NISP Calibration Unit* serve per calibrare la risposta dei pixel di ogni rivelatore. Il *NISP Detector System* è formato da 16 rivelatori di tipo H2RG, formati dal materiale HgCdTe (tellururo di mercurio e cadmio) che è un ottimo rivelatore per la luce infrarossa, con 2048×2048 pixel. Anche questo rivelatore coprirà un campo visivo di $\sim 0.54 \text{ deg}^2$. I rivelatori sono collegati a ulteriori strumenti per il controllo e immagazzinamento dei dati e per il controllo della temperatura. Il telescopio fornisce il fascio di ingresso attraverso il dicroico. Il sistema rivelatore (NI-DS), comandato dall'unità di controllo del rivelatore (NI-DCU), acquisisce l'immagine e invia i

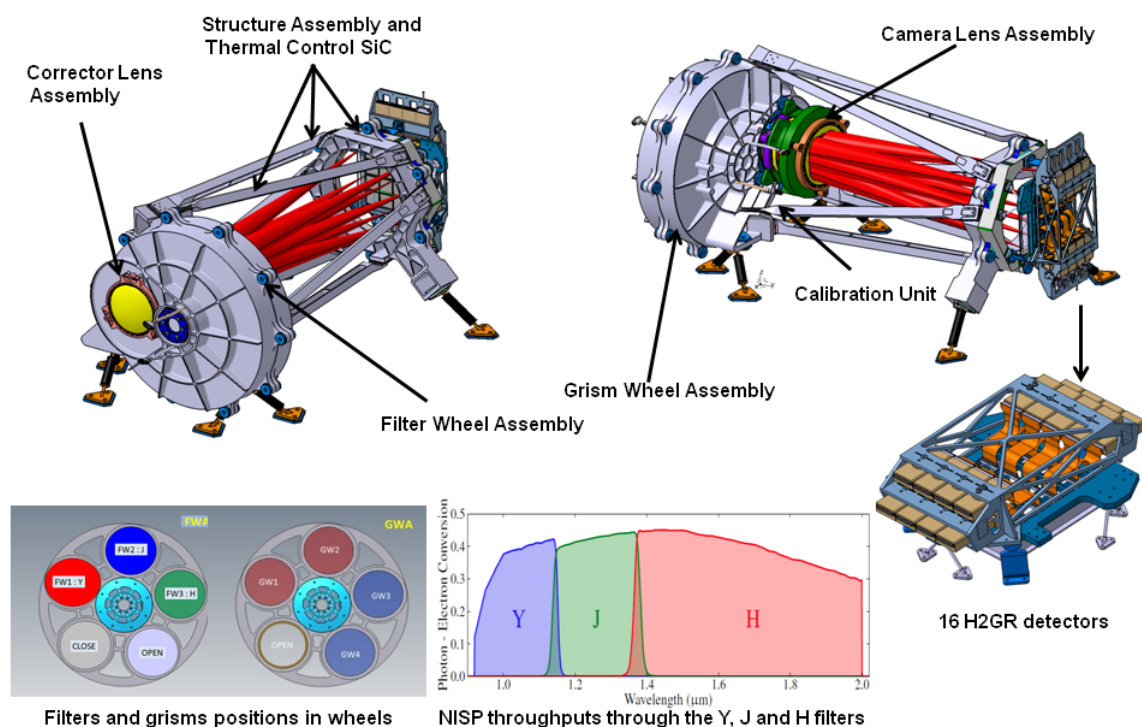


Figura 4.10: Panoramica degli strumenti che compongono il NISP. I coni rossi all'interno del meccanismo rappresentano i raggi di luce che illuminano i rilevatori.

dati all'unità di elaborazione dati (NI-DPU). L'unità di controllo Instrument (NI-ICU) comanda le funzioni del NI-OMA. Tutto il NISP peserà sui 118kg con un margine del 20%.

4.4 Ruoto dell'Italia in Euclid

L'Italia ha due rappresentanti nel Euclid Science Team (EST) di ESA. L'EST supervisiona i preparativi e l'esecuzione delle operazioni scientifiche, e approva la distribuzione dei dati per la comunità scientifica. L'Italia è presente nel Euclid Consortium Board (ECB) dove vengono definiti i criteri per la gestione della missione e per gli obiettivi scientifici. La responsabilità della pianificazione e ottimizzazione di tutte le osservazioni, alla definizione dei requisiti e alla preparazione dell'analisi dei dati è affidata al Science Working Groups (SWGs), e anche in questo organo l'Italia presenta una vasta partecipazione. L'Italia ha la responsabilità del coordinamento generale del Science Ground Segment (SGS), cioè la responsabilità sia della pianificazio-

ne delle osservazioni e del primo controllo di qualità sia della verifica delle prestazioni degli strumenti in orbita e della riduzione dei dati fino ai prodotti necessari per l'analisi scientifica. L'Italia ha, inoltre, la responsabilità della progettazione e dello sviluppo della ruota che conterrà gli elementi dispersori dello spettrometro e della fornitura dell'elettronica di controllo e acquisizione dei dati di VIS e NISP. Tali sottosistemi saranno realizzati dall'industria nazionale. Il software di bordo dei due strumenti sarà invece sviluppato da ricercatori universitari e dell'INAF.

Capitolo 5

Test del programma per il calcolo $\xi(r)$

5.1 Introduzione

In vista della missione spaziale Euclid, sono attualmente in corso l'implementazione e la verifica dei programmi necessari per la futura analisi dati. In questa tesi è stato verificato un programma, scritto in C++, per il calcolo della funzione di correlazione a due punti su cataloghi simulati: BASICC e Durham. I vantaggi nell'usare le simulazioni sono diversi. Si evitano una serie di problematiche associate alle osservazioni reali quali, ad esempio, le incertezze nella misura dei redshift. Si isolano le grandezze di interesse fisico dalle impurità strettamente legate all'osservazione. Successivamente, nella simulazione si possono riprodurre anche questi effetti secondari, costruendo vere e proprie "osservazioni simulate". Uno dei problemi tipici in cosmologia è quello di avere a disposizione un unico Universo cioè un'unica realizzazione, fra le tante (infinite) possibili, del sistema. Considerando varie simulazioni, identiche dal punto di vista fisico, è possibile superare questa difficoltà. In particolare, misurando in ogni simulazione la stessa grandezza fisica si ottiene una distribuzione di valori che si possono analizzare con strumenti statistici. Nella sezione 5.2 si analizzerà come vengono realizzate le simulazioni, nelle 5.3 e 5.4 verranno descritti i cataloghi usati, e nella 5.5 i risultati ottenuti.

Il programma che verificheremo implementa l'estimatore di Landy & Szalay [22], e funziona nel seguente modo: riceve in input un catalogo di oggetti, come aloni di materia oscura o galassie (nel nostro caso abbiamo usato cataloghi simulati), e ne crea uno random con le stesse selezioni geometriche di quello in input. Successivamente il programma calcola le coppie DD, DR e RR (vedi equazione (3.18)), in intervalli di r , da un r_{min} a un r_{max} , scel-

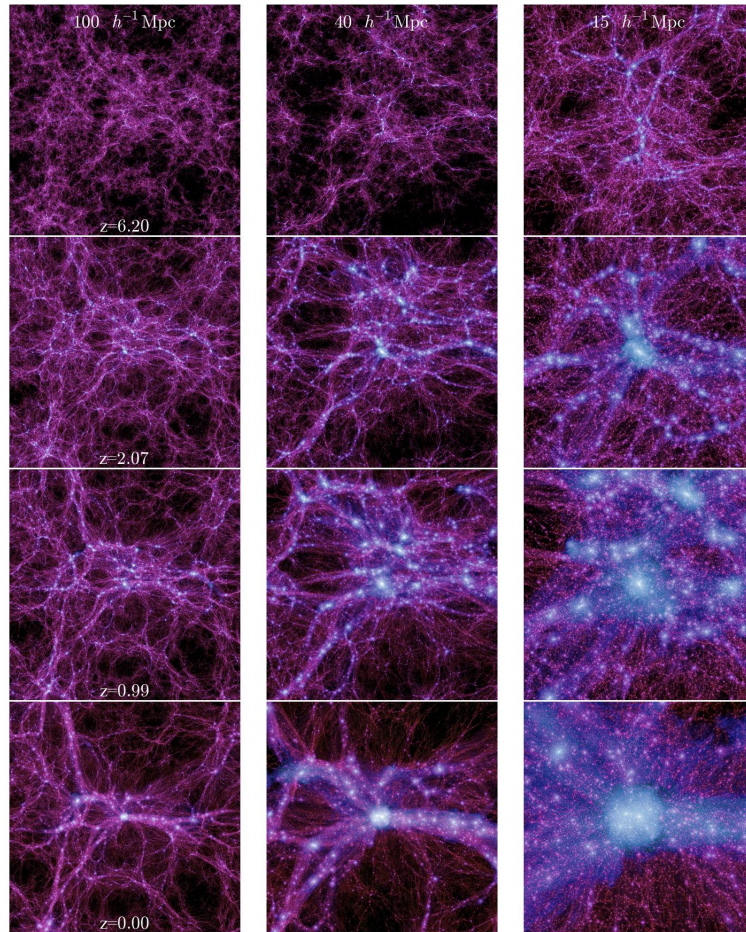


Figura 5.1: Istantanee della simulazione N-body Millenium Simulation. Le istantanee sono state prese ai redshift $z=6.2$, 2.07 , 0.99 , 0 che corrispondono ai tempi cosmici 0.903 , 3.207 , 5.944 , 13.721 Gyr. La colonna a sinistra ha lato comoviente di $100 h^{-1}\text{Mpc}$, la centrale è la stessa regione ma di lato comoviente $40 h^{-1}\text{Mpc}$ e la colonna a destra ha dimensione $15 h^{-1}\text{Mpc}$. I pallini in viola rappresentano le particelle di materia oscura, mentre quelli in blu rappresentano le galassie, introdotte nella simulazione con l'argomento FOF [31].

ti a piacere, e restituisce la $\xi(r)$. Per convertire le coordinate osservate in coordinate comoventi viene assunto un modello cosmologico. Questo consiste in pratica nel fissare i valori dei parametri cosmologici, come Ω_M , Ω_Λ , w_0 , w_a (vedi equazione (3.12)). Il programma calcola anche gli errori associati alla misura della $\xi(r)$, che rappresentano il rumore di Poisson, applicando a grandi scale la correzione proposta da [29].

In questa tesi è stato verificato se il programma restituisce un grafico della $\xi(r)$ secondo le previsioni teoriche. Inoltre, si sono provate le prestazioni del programma attraverso la misura del tempo di calcolo in funzione della distanza massima a cui si calcolano le coppie, r_{max} e del numero di oggetti in input.

5.2 Simulazioni

I cataloghi simulati di sorgenti extragalattiche possono essere costruiti con tecniche diverse. Ne analizzeremo due: le simulazioni *N-body* (o N-corpi) e i modelli *semi-analitici*. Le simulazioni 5.1 funzionano nel seguente modo: in un volume cubico comovente viene generata una distribuzione omogenea e isotropa di N particelle, caratterizzate da posizione e massa. In simulazioni cosmologiche queste particelle sono di materia oscura. Risolvendo numericamente le equazioni del moto (date dall'attrazione gravitazionale) questo volume di particelle viene fatto evolvere nel tempo. Le simulazioni idrodinamiche risolvono anche le equazioni della dinamica del gas, il raffreddamento radiativo e i processi di riscaldamento. Al variare del redshift z , le particelle tendono ad addensarsi nelle zone sovraddense. La simulazione fornisce le coordinate (comoventi) e le velocità peculiari di ogni singola particella. Questo si può osservare in modo chiaro nell'immagine ?? che mostra come le particelle di materia oscura si addensano creando i filamenti e gli ammassi.

Se il modello cosmologico simulato coincidesse col modello “vero”, allora strutture simulate risulterebbero del tutto analoghe a quelle osservate, per forma, densità e probabilità di formazione.

Sistemi legati di particelle possono essere identificati con aloni di materia oscura, corrispondenti a galassie o ammassi di galassie. I singoli aloni vengono identificati mediante un algoritmo *friend of friend* (FOF) con una distanza di separazione generalmente scelta di 0.2 volte la separazione media delle particelle. Nello specifico si può verificare che un gruppo risulta gravitazionalmente legato se per ogni suo elemento ne esiste almeno un altro ad una distanza minore di 0.2 volte la distanza di separazione media, calcolata su tutte le particelle della simulazione. È evidente che una simile procedura non individua rigorosamente i gruppi legati gravitazionalmente poiché non tiene conto delle velocità in gioco. Tuttavia questo approccio è molto diffuso in cosmologia e può essere ritenuto soddisfacente.

Il vantaggio delle simulazioni idrodinamiche è quello di risolvere direttamente le equazioni senza bisogno di ulteriori assunzioni. Al contrario la complessità dei calcoli determina uno svantaggio, in quanto questi richiedono tempi lunghi e calcolatori potenti. I modelli *semi-analitici* invece contengono descrizioni semplificate dei vari processi che agiscono nella formazione ed evo-

luzione della materia barionica. Tuttavia tali modelli devono essere calibrati con dati osservativi.

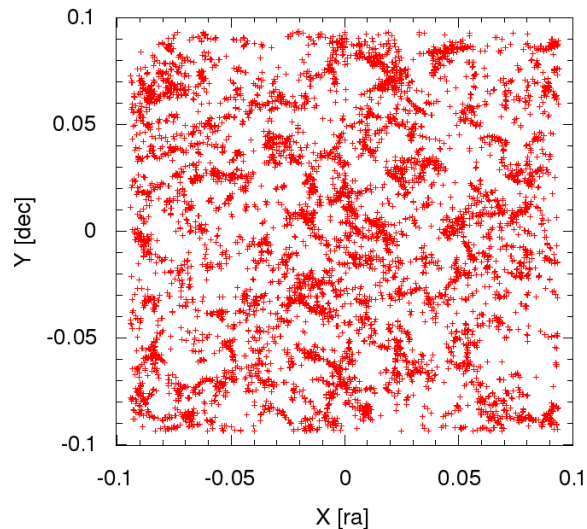


Figura 5.2: Geometria del catalogo BASICC. I punti rappresentano gli aloni di materia oscura. Le unità di misura *ra* e *dec* rappresentano l’ascensione retta e la declinazione per il sistema di coordinate equatoriali celesti. Si può notare le regione di più addensate e i vuoti.

5.3 Il catalogo simulato BASICC

La simulazione BASICC (Barionic Acoustic oscillation Simulations at the Institute for Computational Cosmology) è stata realizzata da [28], con il codice numerico *GADGET-2* [23]. Questa è una simulazione N-body che simula un modello cosmologico Λ CDM. I valori adottati per i parametri cosmologici sono:

$$\Omega_M = 0.25, \Omega_\Lambda = 0.75,$$

$$\sigma_8 = 0.9, h = H_0/100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} = 0.73.$$

La simulazione copre una regione cubica di lato comovente $L = 1340h^{-1}\text{Mpc}$ corrispondente a $2.41h^{-3}\text{Gpc}^3$ di volume. Al suo interno la materia oscura è

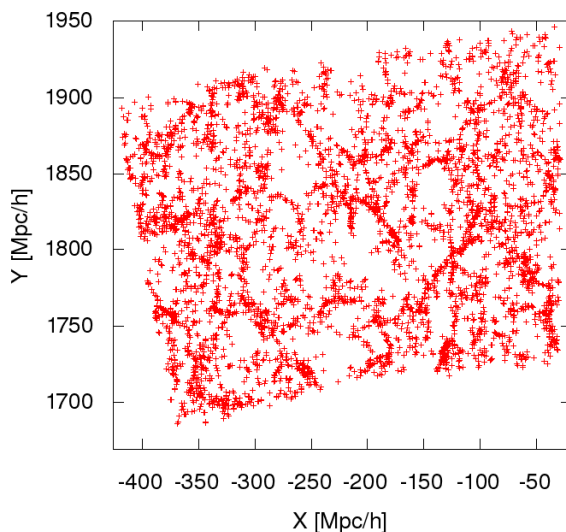


Figura 5.3: Geometria del catalogo Durham. Si può notare le regione di più addensate e i vuoti e che la geometria è una porzione di cono. L’asse y coincide con la linea di vista.

rappresentata da 1448^3 particelle di massa $M_{part} = 5.49 \times 10^{10} h^{-1} M_{\odot}$. Si impone che le regioni prossime ad una faccia del cubo subiscano l’influenza delle regioni prossime alla faccia opposta come se fossero contigue. Tramite l’algoritmo FOF gli aloni di materia oscura sono stati identificati come gruppi di almeno 20 particelle, entro 0.2 volte la distanza di separazione. La massa minima corrispondente ad un alone risulta $M_{min} = 20M_{part} \simeq 1.1 \times 10^{20} h^{-1} M_{\odot}$. La simulazione è stata fatta evolvere da un redshift $z=100$. Il catalogo che abbiamo utilizzato corrisponde all’istante di tempo corrispondente a $z=1$ e contiene tutte le informazioni di 274512 aloni di materia oscura.

Nella figura 5.2 si mostra la geometria del catalogo BASICC.

5.4 Il catalogo simulato “Durham”

Il catalogo “Durham” [30] è un catalogo costruito da un cono di luce simulato per emulare un’osservazione reale di galassie attendibile con il satellite Euclid. Per ogni galassia del catalogo sono fornite le coordinate comoventi in un cono luce si un osservatore virtuale posto all’origine. Una galassia è inclusa

nel catalogo se la sua luce ha avuto tempo sufficiente per raggiungere l'osservatore. Questo catalogo è stato estratto dalla simulazione N-body chiamata *Millennium Simulation* ottenuta con il codice GADGET-2 [30]. Il codice si basa sul modello Λ CDM e i valori dei parametri cosmologici sono i medesimi della simulazione BASICC. La simulazione ha volume cubico comovente di lato comovente $L = 500h^{-1}\text{Mpc}$, partendo da un redshift $z=127$, con 2160^3 particelle di materia oscura. Gli aloni di materia oscura sono riconosciuti con un minimo di 20 particelle, attraverso l'algoritmo FOF, con una massa minima di $M_{min} = 1.72 \times 10^{10}h^{-1}M_{\odot}$. Una volta completata la simulazione è stato utilizzato un codice per ricostruire un cono di luce sovrapponendo gli output della simulazione, da redshift 0 fino a redshift 2,5. All'interno del cono di luce è stato definito un campo di vista di 100 deg^2 . Successivamente, a questo sistema è stato applicato il modello semi-analitico *GALFORM*, utilizzato per la formazione di galassie, modellando l'evoluzione della materia barionica all'interno degli aloni di materia oscura. Questo modello popola gli aloni con galassie risolvendo un insieme di equazioni differenziali per determinare come i processi fisici regolano l'evoluzione delle varie componenti barioniche delle galassie. Per il nostro lavoro non abbiamo utilizzato l'intero cono a disposizione ma solo una parte, dal redshift 0.64 fino al redshift 0.72. Il catalogo selezionato contiene 159660 galassie.

Nella figura 5.3 si mostra la geometria del catalogo simulato Durham.

5.5 Risultati

5.5.1 Misure

La figura 5.4 riporta il grafico della $\xi(r)$ nello spazio dei redshift per il catalogo BASICC, avendo impostato r_{min} pari a $10 h^{-1}\text{Mpc}$ e r_{max} pari a $110 h^{-1}\text{Mpc}$. I punti mostrano il risultato del calcolo ottenuto con l'estimatore di Landy & Szalay [22]. Gli errori rappresentano il rumore di Poisson, applicando a grandi scale la correzione proposta da [29]. Possiamo notare che la pendenza è negativa e che la funzione tende a zero velocemente al crescere della distanza comovente, come previsto teoricamente.

La figura 5.5 rappresenta lo stesso grafico della $\xi(r)$ per il catalogo BASICC dove la distanza comovente è stata separata nelle due componenti, una parallela, π , e l'altra perpendicolare, r_p , alla linea di vista. Nella figura sono mostrati i contorni delle iso-correlazioni, corrispondenti ai livelli di correlazione $\xi(r_p, \pi)=0.1, 0.2, 0.3, 0.6, 1$, partendo dall'esterno verso l'interno. Dal grafico possiamo dedurre che il catalogo è situato nello spazio dei redshift poiché i contorni non sono delle circonferenze ma sono ellissi, schiacciati nel-

la direzione parallela lungo la linea di vista, proprio come ci aspettavamo dalla teoria.

Le figure 5.6 e 5.7 rappresentano i risultati per il catalogo Durham con la medesima r_{max} . Le curve di iso-correlazione del grafico 5.7 sono le stesse di quelle usate per il catalogo BASICC. Si può dedurre che il catalogo è nello spazio reale dal fatto che le curve hanno una forma a circonferenza, come ci aspettavamo.

5.5.2 Tempi

Il test della prestazione del programma è stato eseguito misurando i tempi di calcolo, variando il parametro r_{max} e il numero totale degli oggetti dei cataloghi.

Il programma è stato implementato su un computer personale con una CPU Intel Core i5 2.67 GHz con tecnologia 32 nm, RAM da 4,00 GB con canale doppio DDR3 532 MHz, sistema operativo Ubuntu con Linux 3.2.0-67-generic(x86_64) e compilatore g++ 4.6.3. I valori di r_{max} utilizzati per la prova sono: 10, 30, 50, 70, 90, 110, espressi in h^{-1} Mpc. Le misure di tempo sono fornite direttamente dal programma ed espresse in minuti.

Le tabelle 5.1 e 5.2 mostrano i dati della misura dei tempi per il calcolo delle coppie DD, DR, RR e il tempo totale per il calcolo della $\xi(r)$. Il grafico 5.8 mostra l'andamento del tempo di calcolo in funzione di r_{max} . Per r_{max} piccoli ($r_{max} < 50$) si nota che le due curve sono distinte, dato dal fatto che i due cataloghi hanno un numero di oggetti diversi e geometrie diverse. Aumentando la distanza notiamo che i tempi tendono a coincidere e ad aumentare in maniera esponenziale.

La tabella 5.3 mostra le misure dei tempi per il calcolo della $\xi(r)$ per il catalogo BASICC e Durham in funzione del numero di oggetti in input. Per variare il numero di oggetti sono state scelte delle percentuali dei cataloghi a disposizione, precisamente il 30%, 40%, 50%, 60%, 70% e 80%. Per realizzare questo è stata implementata nel programma una funzione che selezionasse i dati in input. La funzione genera un numero random (tra 0 e 1) per ogni elemento in input. Se il numero random verifica una determinata condizione (la percentuale desiderata), l'elemento sarà salvato e usato per il calcolo, altrimenti non verrà considerato. In questo modo il programma calcolerà la $\xi(r)$ con circa le percentuali desiderate. Il grafico 5.9 mostra l'andamento del tempo di calcolo in funzione delle percentuali segnate. Si può notare che i tempi di calcolo tendono ad aumentare linearmente con l'aumento degli oggetti. Il programma esegue il calcolo in maniera più veloce per il catalogo Durham rispetto al catalogo BASICC perchè ha meno oggetti.

5.5.3 Tabelle e grafici

Tabella 5.1: Tempi di calcolo per il catalogo BASICC in funzione di r_{max} . I dati sono stati ottenuti con un computer personale con CPU Intel Core i5 2.67 GHz con tecnologia 32 nm, RAM da 4,00 GB con canale doppio DDR3 532 MHz, sistema operativo Ubuntu con Linux 3.2.0-67-generic(x86_64) e compilatore g++ 4.6.3.

R_{max} [Mpc/h]	DD [min]	RR [min]	DR [min]	$\xi(r)$ [min]
10	0.4	0.3	0.4	1.1
30	0.8	0.8	1.4	3.1
50	2.7	2.6	5.0	10.3
70	6.6	6.7	13.6	27.0
90	12.9	13.4	28.3	54.7
110	25.3	24.0	47.8	97.1

Tabella 5.2: Tempi di calcolo per il catalogo Durham in funzione di r_{max} . I dati sono stati ottenuti con un computer personale con CPU Intel Core i5 2.67 GHz con tecnologia 32 nm, RAM da 4,00 GB con canale doppio DDR3 532 MHz, sistema operativo Ubuntu con Linux 3.2.0-67-generic(x86_64) e compilatore g++ 4.6.3.

R_{max} [Mpc/h]	DD [min]	RR [min]	DR [min]	$\xi(r)$ [min]
10	0.2	0.1	0.2	0.6
30	0.9	0.5	1.3	2.7
50	3.1	1.9	4.8	9.9
70	7.3	4.7	11.9	24.0
90	14.3	9.1	23.2	46.6
110	25.3	16.0	40.2	81.5

Tabella 5.3: Tempi di calcolo per i cataloghi BASICC e Durham in funzione della percentuale di dati in input. I dati sono stati ottenuti con un computer personale con CPU Intel Core i5 2.67 GHz con tecnologia 32 nm, RAM da 4,00 GB con canale doppio DDR3 532 MHz, sistema operativo Ubuntu con Linux 3.2.0-67-generic(x86_64) e compilatore g++ 4.6.3.

% N	$\xi(r)$ BASICC [min]	$\xi(r)$ Durham [min]
30	1.2	1.0
40	2.1	1.6
50	2.9	2.6
60	4.5	3.8
70	5.9	5.3
80	6.6	6.3

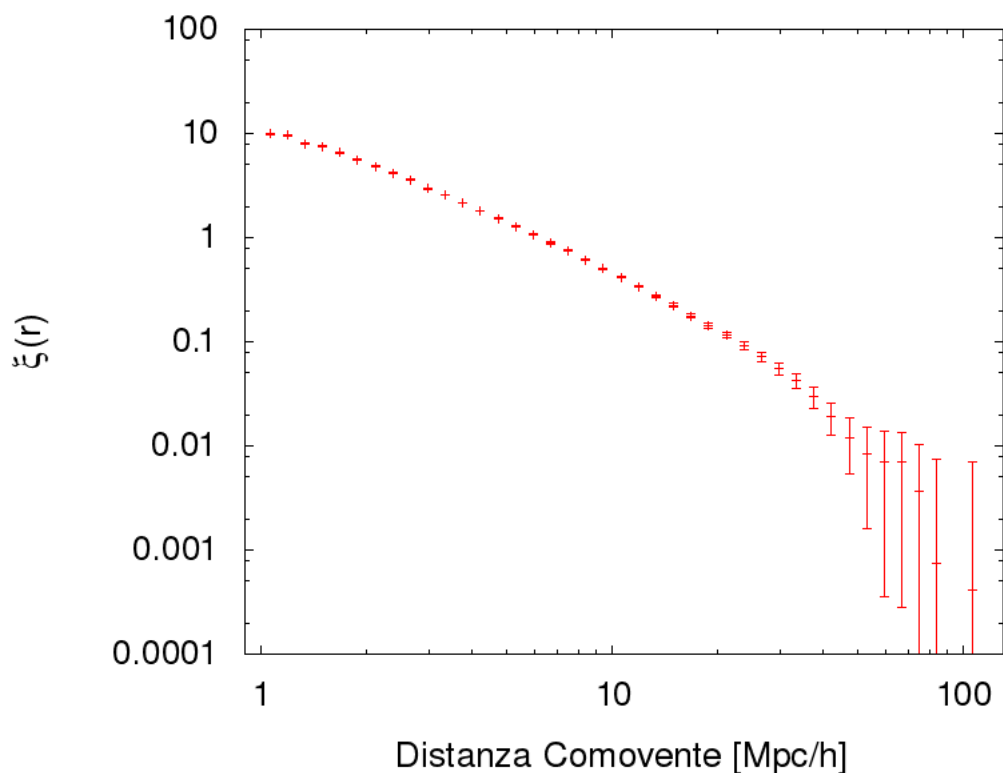


Figura 5.4: Funzione di correlazione $\xi(r)$ in funzione della distanza, nello spazio dei redshift, del catalogo BASICC. I valori di r_{min} ed r_{max} sono stati scelti rispettivamente 10 e 110 $h^{-1}\text{Mpc}$. Le barre di errore rappresentano il rumore di Poisson, applicando a grandi scale la correzione proposta da [29].

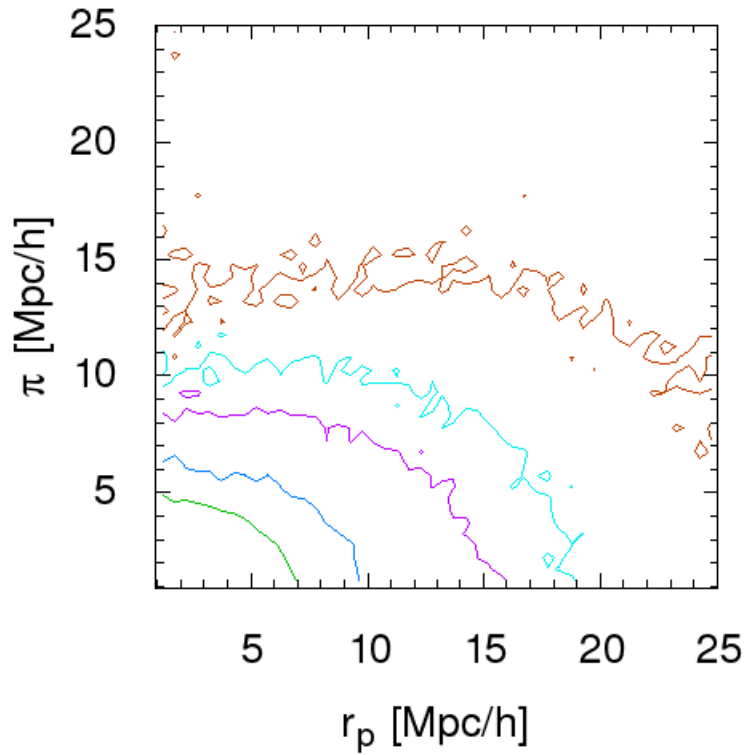


Figura 5.5: Contorni delle iso-correlazioni della $\xi(r_p, \pi)$ del catalogo BASICC nello spazio dei redshift. I valori di r_{min} ed r_{max} sono stati scelti rispettivamente 10 e $110 h^{-1}\text{Mpc}$. I contorni disegnati corrispondono ai livelli di correlazione $\xi(r_p, \pi)=0.1, 0.2, 0.3, 0.6, 1$, partendo dall'esterno verso l'interno.

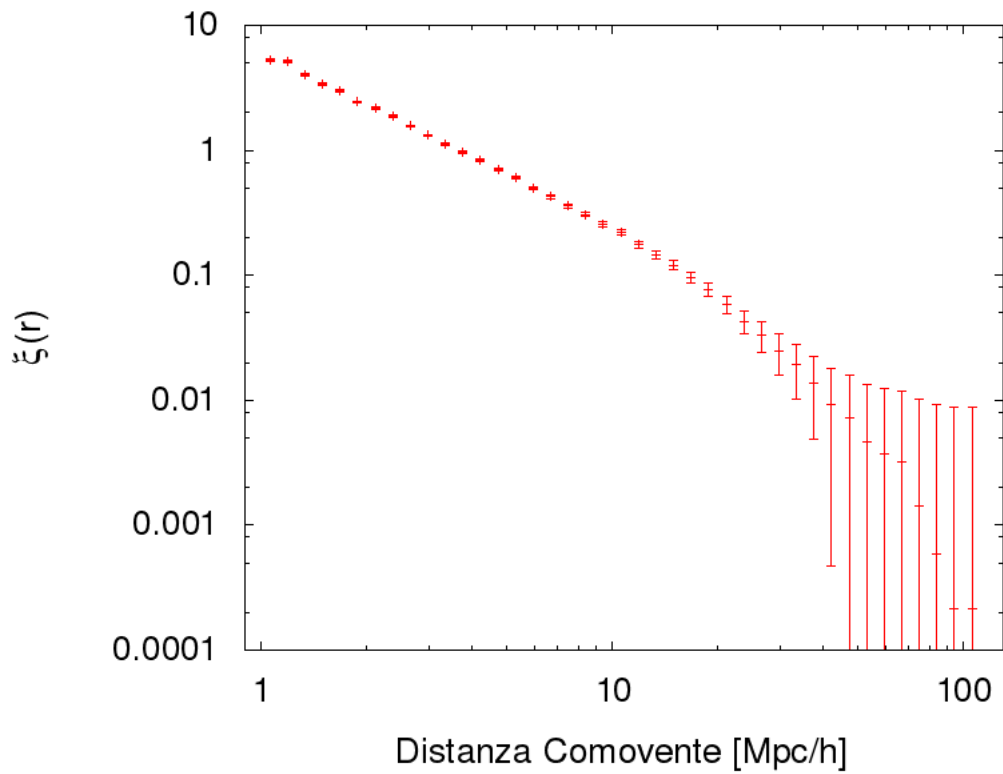


Figura 5.6: Funzione di correlazione $\xi(r)$ in funzione della distanza, nello spazio dei redshift, del catalogo Durham. I valori di r_{min} ed r_{max} sono stati scelti rispettivamente 10 e $110 h^{-1}\text{Mpc}$. Le barre di errore rappresentano il rumore di Poisson, applicando a grandi scale la correzione proposta da [29].

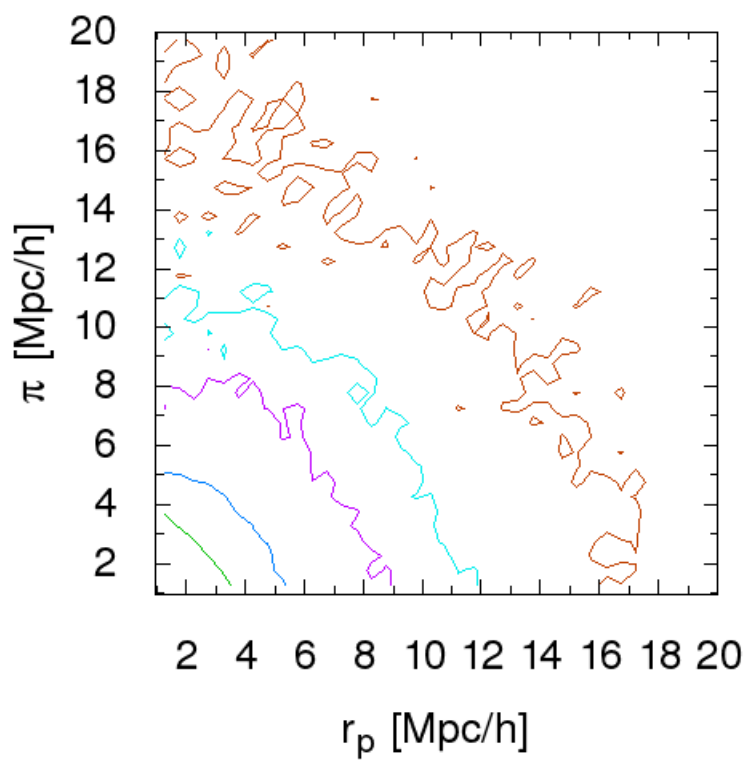


Figura 5.7: Contorni delle iso-correlazioni della $\xi(r_p, \pi)$ del catalogo Durham nello spazio reale. I valori di r_{min} ed r_{max} sono stati scelti rispettivamente 10 e $110 h^{-1}\text{Mpc}$. I contorni disegnati corrispondono ai livelli di correlazione $\xi(r_p, \pi)=0.1, 0.2, 0.3, 0.6, 1$, partendo dall'esterno verso l'interno.

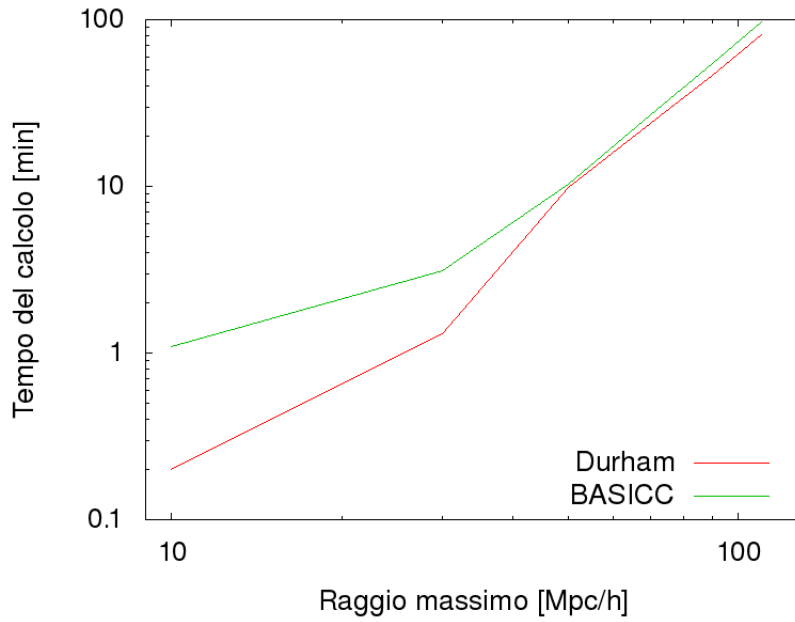


Figura 5.8: Misure del tempo di calcolo per la $\xi(r)$ in funzione di r_{max} .

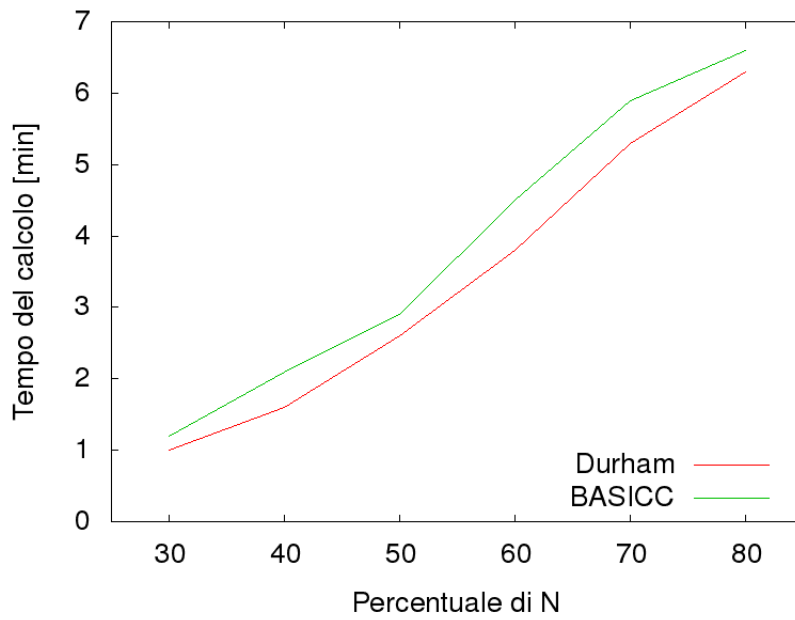


Figura 5.9: Misure del tempo di calcolo per la $\xi(r)$ in funzione della percentuale di dati in input.

Capitolo 6

Conclusioni

In questa tesi abbiamo studiato la cosmologia su cui si basa la missione spaziale Euclid e verificato il funzionamento del programma per il calcolo della funzione di correlazione a due punti per l'analisi dei dati futuri. In sintesi:

- Nel capitolo 2 abbiamo esaminato quali siano le equazioni basi della cosmologia. Siamo partiti dal modo in cui si possa descrivere la geometria dell'universo, fino ad arrivare alla metrica di Robertson-Walker. Successivamente abbiamo mostrato le equazioni basi per la dinamica: l'equazione di Friedmann, l'equazione dell'accelerazione e l'equazione di stato. Abbiamo analizzato come sia stata scoperta la materia oscura attraverso l'osservazione di galassie (nel caso specifico M31) e ammassi di galassie (Coma). Successivamente abbiamo trattato di come sia stata introdotta l'energia oscura: inizialmente definita costante cosmologica da Einstein, e in seguito fluido dinamico. Di conseguenza abbiamo fatto un cenno sull'esistenza di teorie sulla gravità modificata. Abbiamo fatto una panoramica del modello più accettato sulla storia dell'Universo rispetto i primi istanti.
- Nel capitolo 3 abbiamo descritto i fenomeni astronomici di interesse per Euclid: le SN, le lenti gravitazionali, le oscillazioni acustiche barioniche e le distorsioni nello spazio dei redshift. Da tutti questi fenomeni abbiamo anche descritto come si possano ricavare informazioni sui parametri cosmologici.
- Nel capitolo 4 abbiamo fatto una panoramica sulla missione spaziale Euclid, descrivendo gli obiettivi scientifici, i fenomeni che osserverà e gli strumenti che lo compongono. Inoltre abbiamo descritto il ruolo dell'Italia per questa missione.

- Infine, nel capitolo 5 abbiamo descritto il lavoro svolto per il test del programma sul calcolo della funzione di correlazione a due punti. Abbiamo descritto il funzionamento del programma e la realizzazione delle simulazioni. Sono stati descritti in dettaglio i due cataloghi che abbiamo usato e, successivamente, abbiamo riportato i risultati del calcolo della funzione e del tempo impiegato dal programma per eseguire l'intero calcolo. I test sul tempo sono stati misurati in funzione di r_{max} e del numero di oggetti del catalogo in input. Dai grafici sulla funzione di correlazione possiamo concludere che il programma funziona correttamente, in quanto i grafici corrispondono alle previsioni teoriche. Dai grafici sui tempi possiamo concludere che il tempo di calcolo aumenta in maniera esponenziale con r_{max} e in maniera lineare con il numero di oggetti. Le misure di tempo possono essere migliorate attraverso l'uso di calcolatori più potenti.

Bibliografia

- [1] Edwin Hubble. *A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae*. Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America, volume 15, 1929.
- [2] N. Jarosik et al. *Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP1). Observations: Sky Maps, Systematic Errors, and Basic Results*. Apjs, volume 192, 2011.
- [3] Albert Einstein. *Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie (Articolo originale della teoria della relatività generale)*. Annalen der Physik, 1916.
- [4] Alexander Alexandrovich Friedmann. *Über die Krümmung des Raumes*. Zeitschrift für Physik, volume 10, 1922.
- [5] Vera Rubin, Kent Ford. *Rotation of the Andromeda nebula from a spectroscopic survey of emission regions*. The Astrophysical Journal 159:379, 1970.
- [6] Fritz Zwicky. *Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln*. The Astrophysical Journal 86: 217, 1933.
- [7] Annika Peter. *Dark Matter: A Brief Review*. ArXiv: 1201.3942, 2012.
- [8] James Peebles, Bharat Ratra . *The Cosmological Constant and Dark Energy*. Reviews of Modern Physics, 2003.
- [9] Albert Einstein, Willem de Sitter. *On the relation between the expansion and the mean density of the universe*. Proceedings of the National academy of sciences, volume 18, 1932.
- [10] Barbara Ryden. *Introduction to Cosmology*. 2006.
- [11] Joshua Frieman, Michael Turner, Dragan Huterer. *Dark Energy and the Accelerating Universe*. ArXiv:0803, 2012.

- [12] Andreas Albrecht et al. *Report of the dark energy task force*. ArXiv: astro-ph/0609591, 2006.
- [13] Eric Linder. *Exploring the Expansion History of the Universe*. ArXiv: astro-ph/0208512, 2002.
- [14] Michael Mortonson, David Weinberg, Martin White. *Dark Energy: A Short Review*. ArXiv: 1401.0046, 2013.
- [15] Mazzali Paolo et al. *A Common Explosion Mechanism for Type Ia Supernovae*. Science, 2007.
- [16] Alexei Khokhlov et al. *Light curves of Type IA supernova models with different explosion mechanisms*. Aap, 1993.
- [17] Mark Phillips. *The absolute magnitudes of Type IA supernovae*. Apjl, volume 413, 1993.
- [18] Daniel Eisenstein et al. *Detection of the Baryon Acoustic Peak in the Large-Scale Correlation Function of SDSS Luminous Red Galaxies*. Apj, volume 633, 2005.
- [19] Marco Bersanelli et al. *Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters*. ArXiv: 1303.5076, 2013.
- [20] Daniel Eisenstein et al. *Observational Probes of Cosmic Acceleration*. Physrep, volume 530, 2013.
- [21] Marc Davis, James Peebles. *A survey of galaxy redshift: V - The two-point position and velocity correlations*. Astrophys 267, 1983.
- [22] Stephen Landy, Alexander Szalay. *Bias and variance of angular correlation functions*. Astrophys 412, 1993.
- [23] Federico Marulli et al. *Cosmology with clustering anisotropies: disentangling dynamic and geometric distortions in galaxy redshift surveys*. MNRAS, volume 426, 2012.
- [24] Nick Kaiser. *Clustering in real space and in redshift space*. MNRAS, volume 227, 1987.
- [25] Michael Hudson¹, Stephen Turnbull. *The growth rate of cosmic structure from peculiar velocities at low and high redshift*. ArXiv: 1203.4814v2, 2012.

- [26] Cullan Howlett, Ashley Ross¹, Lado Samushia, Will Percival¹, Marc Manera. *The Clustering of the SDSS Main Galaxy Sample II: Mock galaxy catalogues and a measurement of the growth of structure from Redshift Space Distortions at $z = 0.15$* ArXiv: 1409.3238v1, 2014.
- [27] Andrea Cimatti et al. *Euclid Definition Study Report* ArXiv: 1110.3193, 2011
- [28] Raul Angulo et al. *The detectability of baryon acoustic oscillation in future galaxy survey*. MNRAS, 383:755-776, 2008..
- [29] Yipeng Jing, et al. *On the error estimates of correlation functions*. Apj, volume 392, 1992.
- [30] Merson Alexander et al. *Lightcone mock catalogues from semi-analytic models of galaxy formation - I. Construction and application to the BzK colour selection*. MNRAS, volume 429, 2013.
- [31] Springel Volker et al. *Resolving cosmic structure formation with the Millennium-II Simulation*. MNRAS, volume 398, 2009.