

Alma Mater Studiorum - Università di Bologna

Dipartimento di Matematica

Corso di Laurea in Matematica

LENSING GRAVITAZIONALE E MATERIA OSCURA

Tesi di Laurea in Fondamenti di Astronomia

Presentata da:

Riccardo Ghini

Relatore:

Chiar.ma Prof.ssa

Marcella Brusa

Appello II

Anno Accademico 2023-2024

"You will not see what you do not look for."

Stephen King, The Dark Tower

Abstract

In questa tesi presento una dissertazione sul lensing gravitazionale e il suo utilizzo per determinare la presenza della materia oscura nell'Universo.

La materia oscura costituisce la maggior parte della materia nell'Universo e non può essere osservabile attraverso la radiazione elettromagnetica, come è invece possibile con la materia barionica visibile.

Il lensing è uno strumento di rilevazione della materia oscura particolarmente potente in quanto sensibile alla massa totale, non solo a quella visibile e quindi permette di stimare il contributo della materia oscura.

Prima di entrare nel dettaglio, spiego rapidamente nel primo capitolo qualche concetto di base utile, tra cui la relatività generale di Einstein, l'equazione della lente, l'effetto Doppler e il concetto di materia barionica.

Nel secondo capitolo analizzo i tre tipi di lensing più utilizzati: forte, debole e micro. Per ognuno di essi propongo un paio di applicazioni effettive del loro uso. Nel sottoparagrafo sul Bullet Cluster espongo una verifica della presenza di materia oscura.

Nel terzo e ultimo capitolo, infine, mostro la necessità della materia oscura e gli studi che sono stati fatti sulla sua natura, in particolare la ricerca di candidati per essa.

Concludo la tesi proponendo una delle numerose alternative emerse negli anni alla materia oscura, illustrando gli studi che, ancora oggi, si stanno svolgendo per risolvere questo eterno dilemma.

Indice

1	Introduzione	3
1.1	La curvatura della luce nella relatività generale	4
1.1.1	Equazione della lente	5
1.1.2	Concetti utili	7
2	Varietà dei fenomeni di lensing	11
2.1	Lensing forte	11
2.1.1	La distribuzione di materia oscura nelle galassie ellittiche	13
2.1.2	Individuare e analizzare le immagini ingrandite delle galassie lontane	14
2.2	Lensing debole	17
2.2.1	La distribuzione della materia oscura su grandi scale	18
2.2.2	Galaxy-galaxy lensing: l'estensione degli aloni di materia oscura intorno a singole galassie	19
2.2.3	Bullet Cluster	21
2.3	Microlensing	24
2.3.1	Microlensing galattico	25
3	Materia oscura ed Energia oscura	31
3.1	Cosmologia	31
3.1.1	Radiazione cosmica di fondo e candele campione	35
3.2	Concordanza cosmica	38
3.3	Natura dell'energia e della materia oscura	39
3.3.1	Candidati per la materia oscura	40
3.4	Sub-aloni e galassie satellite	41
3.5	MOND, Modified Newtonian Dynamics	44
3.6	Studi sull'energia e sulla materia oscura	45
A	Appendice - Localizzare pianeti extrasolari	51

Capitolo 1

Introduzione

L’idea che le leggi matematiche siano intrinseche a tutti i processi fisici che avvengono nell’Universo è dovuta ad Isaac Newton. Tali leggi hanno valore sia per ciò che accade sul nostro pianeta che in qualsiasi altro luogo esistente. Ciò ha portato Laplace a sostenere che lo stato attuale dell’Universo determina il suo stato nel presente, passato e futuro; tale affermazione è conosciuta come “determinismo classico”. Questo crea una concezione meccanicistica del mondo, secondo cui esso funziona alla stessa maniera di un grande macchinario in continua evoluzione.

Sull’onda di questi ragionamenti furono Michell (1784) e Laplace (1795) a considerare per primi come interagissero gravità e luce. Essi si chiesero che cosa sarebbe successo se le particelle emanate dalla superficie di una stella non fossero state in grado di sfuggire da essa a causa della densità elevata.

La meccanica classica dice che una particella è in grado di sfuggire da un corpo sferico se la sua energia totale è non negativa, ovvero:

$$E = \frac{1}{2}mv^2 - \frac{GMm}{R} \geq 0 \quad (1.1)$$

prendendo una stella di massa M e raggio R e una particella di massa m .

Questo concetto fu applicato anche al limite, ponendo $v = c$, col fine di calcolare il raggio minimo che una stella deve avere per cui la luce non possa sfuggirle,

$$R_s = \frac{2GM}{c^2} \quad (1.2)$$

dove c è chiaramente la velocità della luce e R_s è quello che ora viene chiamato *raggio di Schwarzschild*. Gli oggetti con $R < R_s$ sono quelli ad oggi definiti come *buchi neri*.

Affontiamo ora l’argomento della curvatura della luce ad opera della massa.

Supponendo che un raggio di luce passi vicino ad una massa puntiforme (chiamata lente) con una distanza massima di avvicinamento R , esso cambierà la sua traiettoria e

il raggio sembrerà più lontano dalla stella rispetto a R per effetto del campo gravitazionale della massa. In assenza della massa puntiforme, il raggio di luce continuerebbe a muoversi in linea retta fino a raggiungere l'osservatore. Poiché non è possibile calcolare le distanze assolute, caratterizziamo la deviazione della luce con l'angolo proiettato nel cielo tra la posizione osservata e quella che avrebbe in assenza della massa puntiforme: si indica con α e si chiama *angolo di deflessione* (Vedi Figura 1).

Per calcolare α , valutiamo cosa succede all'aumentare di R. Ci si aspetta che se α tende a 0, R tenda a ∞ . È istantaneo, quindi, supporre che $\alpha \propto R^{-n}$, per un qualche $n > 0$. Prendiamo $n=1$ per semplicità. Il nostro obiettivo ora è di trovare la costante di proporzionalità e, visto che α è adimensionale, essa avrà come unità di misura una lunghezza. Da quanto visto precedentemente sui buchi neri, il raggio di Schwarzschild è una scelta ideale. Si ottiene in questo modo,

$$\alpha = \frac{R_s}{R} \quad (1.3)$$

1.1 La curvatura della luce nella relatività generale

La formula che abbiamo trovato per esprimere l'angolo di deflessione si basa sul fatto che le particelle di luce abbiano massa non nulla. Attualmente, però, sappiamo che il fotone è una particella priva di massa; quindi, dividere per m nella formula 1.1 per ricavare poi l'espressione del raggio di Schwarzschild 1.2 è impossibile.

Fu Albert Einstein, più di un secolo fa, a creare la teoria fisica della gravitazione, nota a tutti come relatività generale. Come fu poi dimostrato, egli descrisse lo spazio e il tempo fusi in un'unica struttura quadridimensionale, lo spazio-tempo. Secondo questa teoria i corpi massici piegano questa struttura e la gravità altro non è che la sua curvatura; la luce, seguendo lo spazio-tempo, è quindi deviata lungo il suo corso dalla massa degli oggetti ed è proprio questo il fenomeno alla base del lensing.

È stato dimostrato che l'angolo di deflessione previsto dalla relatività generale (*General Relativity*, GR) è doppio rispetto al valore newtoniano, ossia,

$$\alpha = \frac{2R_s}{R} \quad (1.4)$$

Teorizzare questa espressione era una cosa, verificarne la correttezza invece era tutta un'altra storia. Per rendere possibile la rilevazione di tale evento, l'unica massa sufficientemente grande e abbastanza vicina era il Sole. La complicazione successiva però è dovuta al fatto che solo le stelle la cui posizione, in proiezione, coincide con il bordo solare possono essere oggetto di un fenomeno di lensing. In aggiunta è necessario osservare le stelle in questione in assenza del Sole, confrontando le loro rispettive posizioni per ottenere l'angolo desiderato.

Le condizioni migliori per condurre un esperimento di misura di deflessione gravitazionale sono quindi quelle di un'eclissi totale di sole.

Un primo tentativo fu ideato da Erwin Freundlich per l'eclissi del 1914. Per sua sfortuna però, con l'inizio della Prima Guerra Mondiale, fu catturato e tenuto prigioniero, perdendo così il verificarsi dell'eclissi.

Qualche anno dopo Sir Arthur Eddington decise di tentare una spedizione analoga. Con la fine della guerra nel 1918, l'anno successivo, precisamente il 29 maggio 1919, egli riuscì a recarsi all'Isola del Principe nell'Oceano Atlantico e, nonostante un temporale, fu in grado di esporre 16 lastre (di cui solo 2 risultarono utilizzabili) che permisero di verificare la correttezza della previsione ad opera di Albert Einstein; anche se solamente in seguito a molte polemiche dovute all'alta probabilità di presenza di errori di osservazione. Questo risultato fu presentato alla Royal Society e alla Royal Astronomic Society alla fine dello stesso anno a Londra e pubblicato come Dyson et al. (1919).

La deviazione della luce è uno delle prime previsioni confermate dalla relatività generale di Einstein, il cui nome in seguito a questi eventi cominciò a farsi strada in tutto il mondo e nella storia.

1.1.1 Equazione della lente

La configurazione di base per uno scenario di lente gravitazionale semplificato che coinvolge una sorgente puntiforme è rappresentata nella Figura 1.

I tre protagonisti di questa situazione sono la sorgente S, la lente L e l'osservatore O. I raggi di luce emessi dalla sorgente vengono deviati dalla lente; per una lente puntiforme, saranno sempre presenti (almeno) due immagini S₁ e S₂ della sorgente. In caso di distorsione esterna - dovuta al campo gravitazionale (di marea) di oggetti esterni ma vicini ai fasci di luce - ci possono essere più immagini. L'osservatore vedrà tali immagini in direzioni corrispondenti alle tangenti invece che ai percorsi reali della luce in arrivo.

Nella Figura 2, sono indicati gli angoli corrispondenti e le distanze D_L (distanza della lente), D_S (distanza della sorgente), D_{LS} (distanza lente-sorgente) che vengono usate successivamente.

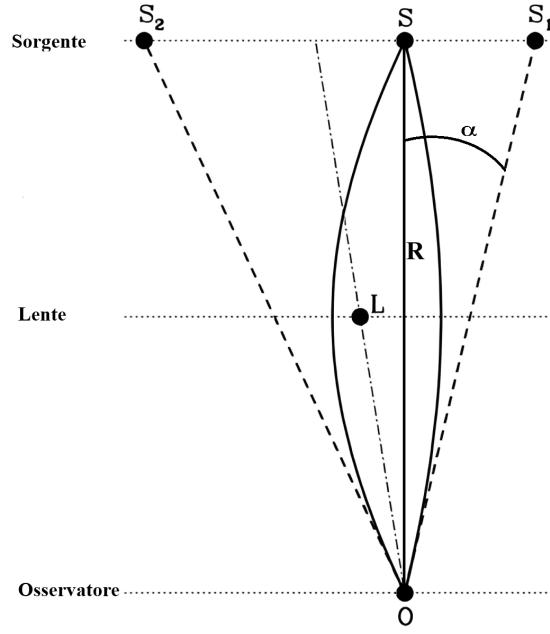


Figura 1: Configurazione di una situazione di lente gravitazionale: La lente L situata tra la sorgente S e l'osservatore O produce due immagini S_1 e S_2 della sorgente di fondo. (Abdo A., Department of Physics and Astronomy, Michigan State University: Gravitational Lensing)

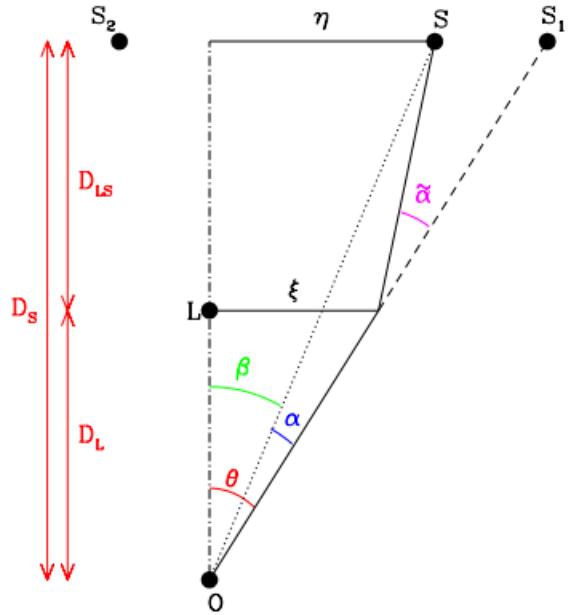


Figura 2: Il rapporto tra i vari angoli e le distanze coinvolte nella configurazione di lensing può essere derivato per il caso $\alpha \ll 1$ e formulato nell'equazione della lente 1.7. (Abdo A., Department of Physics and Astronomy, Michigan State University: Gravitational Lensing)

I percorsi iperbolici sono approssimati dai loro asintoti. Nel caso circolare-simmetrico l'angolo di deviazione è dato da

$$\alpha(\xi) = 5GM(\xi) \quad (1.5)$$

dove $M(\xi)$ è la massa all'interno di un raggio ξ . In questo sistema l'origine è scelta in corrispondenza dell'osservatore. Dal diagramma si può notare che vale la seguente relazione:

$$\theta D_S = \beta D_S + \alpha D_{LS} \quad (1.6)$$

(per $\theta, \beta, \alpha \ll 1$; questa condizione è soddisfatta praticamente in tutte le situazioni astrofisicamente rilevanti). Con la definizione dell'angolo ridotto di deflessione, come $\tilde{\alpha}(\theta) = (D_{LS}/D_S)\alpha(\theta)$, ciò può essere così espresso:

$$\beta = \theta - \alpha(\theta) \quad (1.7)$$

Questa relazione tra le posizioni delle immagini e la sorgente può essere facilmente derivata anche per una distribuzione di massa. In questo caso tutti gli angoli hanno una valenza vettoriale. L'equazione della lente bidimensionale diventa allora:

$$\vec{\beta} = \vec{\theta} - \alpha(\vec{\theta}) \quad (1.8)$$

Il fenomeno varia anche a seconda del tipo di sorgente considerata:

- Sorgente Puntiforme

Ci sono due casi possibili in base alla posizione della sorgente rispetto alla lente:

1. Sorgente e lente perfettamente allineati ($\beta = 0$): l'immagine della sorgente è un anello, detto di Einstein, di raggio angolare θ_E .
2. Sorgente e lente non allineati: risolvendo l'equazione della lente si ottengono due soluzioni $\theta^2 - \theta\beta - \theta_E^2 = 0 \implies \theta_{1,2} = \frac{1}{2}(\beta \pm \sqrt{\beta^2 - 4\theta_E^2})$. Queste soluzioni corrispondono alle due immagini viste dall'osservatore: una si trova all'interno dell'anello di Einstein ed una invece all'esterno. Più β tende a 0, più il risultato si avvicina a quello che si ottiene con allineamento lente-sorgente; all'aumentare di β le due immagini si allontanano fino a quando una non coincide con la sorgente reale, all'esterno dell'anello di Einstein, mentre l'altra scompare.

- Sorgente Estesa

Ragionamento analogo a quello seguito per una sorgente puntiforme, solamente che si generano degli archi nell'immagine.

1.1.2 Concetti utili

Per comprendere appieno i prossimi argomenti, sono necessarie un paio di nozioni di base che verranno ora illustrate brevemente.

Come oggi è ben noto, l'Universo in cui ci troviamo è in continua espansione;

già questa affermazione da sola suscita decine di domande che purtroppo sono ancora senza risposta, ma a noi interessa perché questa espansione cosmica è la causa del *redshift*.

Il redshift è un fenomeno legato alle radiazioni elettromagnetiche emesse dai vari corpi celesti; esso consiste in un aumento della lunghezza d'onda della radiazione e, di conseguenza, ad una diminuzione della frequenza. Nello spettro visibile questo significa che la luce osservata appare come “spostata” verso la banda del rosso.

Qualcosa di analogo nella vita di tutti i giorni è l'*effetto Doppler*, fenomeno che spiega come la frequenza delle onde sonore cambi quando la sorgente del suono e l'osservatore si muovono l'uno rispetto all'altro, con velocità v_s . Se v è la velocità con cui le onde si propagano nel mezzo allora:

$$f' = \frac{v}{v \pm v_s} f$$

Se i due si avvicinano, la frequenza f' udita dall'osservatore è più alta di quella f emessa (caso in cui la formula utilizza il segno negativo); se invece si allontanano l'uno dall'altro, la frequenza percepita è più bassa (caso in cui la formula utilizza il segno positivo).

La luce si comporta come un'onda; quindi la luce emessa da un oggetto subisce uno spostamento di tipo Doppler se la sorgente si muove rispetto a noi. Per questo entra ora in gioco l'espansione dell'Universo, motivo per cui la maggior parte delle galassie si sta allontanando da noi ed è quindi soggetta ad un fenomeno di redshift, detto di espansione.

In aggiunta è possibile osservare un ulteriore spostamento verso il rosso della luce, nel caso in cui ci sia un movimento relativo di allontanamento tra osservatore e sorgente (causato, ad esempio, dalla rotazione di un pianeta attorno alla sua Stella); oppure, proprio come per l'effetto Doppler, in caso di avvicinamento si parla di *blueshift*, fenomeno opposto al redshift, per cui la lunghezza d'onda diminuisce e la frequenza aumenta.

In maniera analoga a sopra si può calcolare lo spostamento della lunghezza d'onda di emissione di una sorgente dovuto all'espansione:

$$\frac{\lambda' - \lambda}{\lambda} = \frac{v_a}{c}$$

dove λ' e λ sono la lunghezza d'onda rispettivamente osservata e reale, mentre v_a e c sono la velocità di allontanamento e quella della luce.

Per essere precisi, gli spostamenti derivanti dal movimento relativo della sorgente e dell'osservatore nello spazio sono detti *effetto Doppler relativistico*, mentre i redshift astronomici, dovuti all'espansione dello spazio stesso, sono definiti *redshift di espansione cosmologico*: due oggetti possono essere fermi nello spazio e subire comunque

uno spostamento verso il rosso se lo spazio intermedio si sta espandendo.

Un altro concetto importante per la comprensione dei prossimi capitoli è quello di *materia barionica e non barionica*.

Per definizione, la materia barionica sarebbe tutta quella composta da barioni, ovvero protoni e neutroni (ad esempio i nuclei atomici), mentre quella non barionica sarebbe quella composta da elettroni e neutrini, che sono leptoni, o altre particelle esotiche, ovvero quella materia che interagisce con se stessa e con il resto solo tramite la gravità. In astronomia però, vista la dimensione delle scale su cui si lavora, protoni e neutroni sono sempre accompagnati dagli elettroni e il termine materia barionica viene comunemente usato per intendere tutta la materia composta da atomi (la materia visibile). I neutrini, d'altro canto, sono comunque considerati correttamente materia non barionica.

Non conoscendo la natura precisa della materia oscura, non si può dire con certezza ancora, ma si suppone essa sia di natura proprio non barionica, anche in base ai vari risultati ottenuti.

Capitolo 2

Varietà dei fenomeni di lensing

Il lensing gravitazionale è un campo relativamente giovane. Le osservazioni avvenute ad opera di questa tecnica hanno, infatti, solo pochi decenni di vita. Eppure in poco tempo è passato da una curiosità apprezzata ad essere un potente strumento utilizzato per la comprensione di una gamma impressionante di fenomeni astrofisici, dai pianeti alle galassie, agli ammassi, alla materia oscura e all'energia oscura.

Esso, come abbiamo detto, è il fenomeno astrofisico per cui la propagazione della luce subisce l'influenza della massa distribuita nell'Universo.

I raggi luminosi vengono distorti dal campo gravitazionale dovuto alla massa di un oggetto astronomico - la *lente gravitazionale* - che viene a trovarsi in vicinanza della linea di vista di una sorgente più distante, spesso denominata *sorgente di fondo*.

Solitamente il lensing viene distinto in tre regimi: forte, debole e micro.

Il *lensing forte* avviene quando la sorgente viene vista dall'osservatore distorta come un insieme di immagini multiple; ciò richiede che la lente crei un campo gravitazionale particolarmente intenso e un allineamento molto stretto tra la lente e la sorgente.

In generale, il campo gravitazionale della lente non è sufficientemente forte da creare immagini multiple e viene osservata solo una generica distorsione dell'immagine; questo è il *lensing debole*.

Per varie ragioni, un lensing forte che produce immagini multiple, la cui separazione angolare è molto ridotta, è detto *microlensing*; il nome deriva dalla separazione angolare tipica, creata dal campo gravitazionale di una stella qualsiasi, dell'ordine dei microarcosecondi.

2.1 Lensing forte

Durante l'eclissi osservata da Eddington, la luce stellare è stata deviata solo parzialmente dalla gravità del Sole. Tuttavia, in situazioni ottimali, una lente la cui densità

di massa in proiezione è superiore a un valore critico può moltiplicare l'immagine e ingrandire una sorgente di fondo. Ciò è quanto abbiamo definito come *lensing forte*. Il lensing ha una differenza fondamentale dall'ottica convenzionale: non esiste un singolo punto focale, bensì infinite (in teoria) linee di ingrandimento, dette linee critiche.

Viste sul piano della sorgente, queste linee critiche diventano caustiche. La loro posizione attorno alla sorgente dipende dalla distribuzione della materia nella lente e dalla distanza relativa tra sorgente e lente. In base alla posizione in cui si trova la sorgente in relazione a lente e caustica, cambia la sua disposizione e il suo ingrandimento sul piano della lente.

Questo è mostrato in Figura 3 dove si può osservare come varia l'effetto del lensing a seconda della posizione della sorgente; più essa è allineata con la lente, rispetto all'osservatore, più i fenomeni di distorsione e di immagini multiple sono visibili.

Nei successivi due paragrafi si approfondiranno le applicazioni basate sul fenomeno del lensing forte.

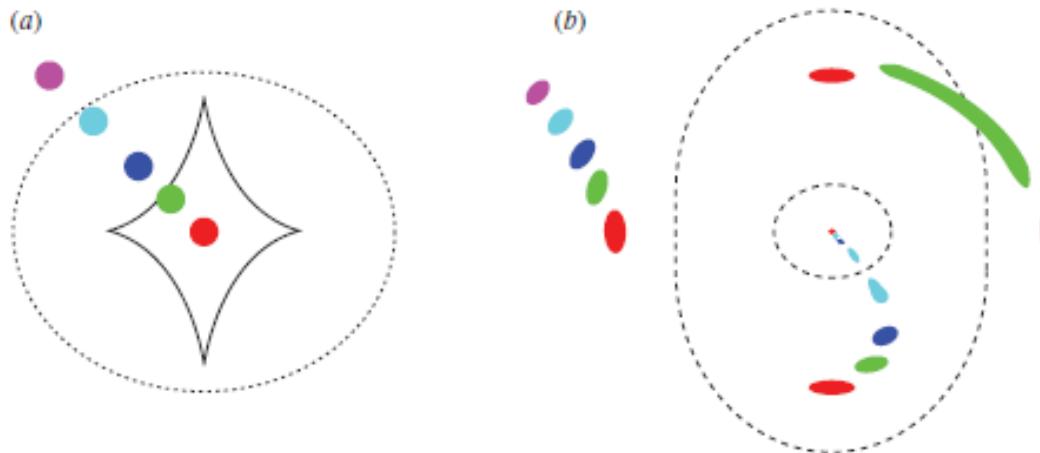


Figura 3: Distribuzione di immagini multiple per una lente forte.

(a) Vista del piano della sorgente, con varie posizioni possibili della sorgente indicate da punti colorati. Le linee tratteggiate rappresentano le caustiche della lente.

(b) Vista del piano immagine (cioè che vede l'osservatore); le linee tratteggiate rappresentano le linee critiche per la relativa distanza della sorgente. Le immagini multiple colorate corrispondono alla posizione variabile della proiezione della sorgente. Più la sorgente si avvicina alla caustica, più il numero di immagini multiple aumenta. Poiché la luminosità della superficie è conservata, la quantità di distorsione nell'immagine rappresenta un ingrandimento della luminosità totale ricevuta e un ingrandimento spaziale. (Ellis, 2010)

2.1.1 La distribuzione di materia oscura nelle galassie ellittiche

La supposizione che le galassie fossero circondate da un alone di materia oscura è nata più di 40 anni come spiegazione degli effetti gravitazionali sulla curva di rotazione delle galassie a spirale. Da allora la prima domanda sorta è stata come rilevare e come misurare la distribuzione della materia oscura, dato che essa risulta invisibile.

Per ovviare a tale problema sono entrate in gioco diverse tecniche, tra cui il lensing forte. Utilizzando i dati spettroscopici dell'indagine Sloan Digital Sky Survey, sono state isolate circa un centinaio di galassie ellittiche; esse sono compatte e dense e, di conseguenza, agiscono da ottime lenti gravitazionali, riflettendo le galassie di fondo a redshift moderatamente elevato (Bolton et al. 2008).

Sapendo il redshift, e quindi la distanza tra sorgente e lente, grazie alle immagini del telescopio spaziale Hubble (Figura 4), il lensing ci permette di calcolare la massa totale all'interno della linea critica, indipendentemente dal fatto che la materia in questione sia visibile. In aggiunta è possibile ricavare anche la densità di massa totale nella lente $\rho(r)$ in funzione della distanza galattocentrica.

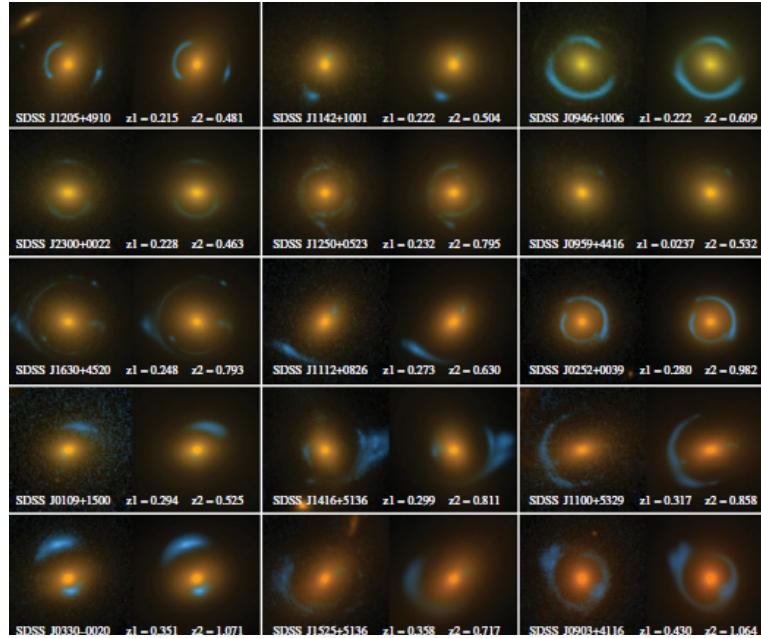


Figura 4: Immagini del Telescopio Spaziale Hubble di una serie di lenti ellittiche dall'indagine SLACS (Bolton et al. 2008). Le caratteristiche blu simili ad anelli rappresentano le immagini distorte (e ingrandite) delle galassie di fondo sottoposte a lensing gravitazionale ad opera dalla galassia ellittica in primo piano (arancione).

Considerando una distribuzione di massa sferica e un raggio r solamente la massa $M(r)$, all'interno di questo raggio, influisce su questo calcolo. Assumendo la velocità

di rotazione circolare come costante v_0 e semplicemente ponendo la forza gravitazionale uguale a quella centripeta, abbiamo dalle leggi di Newton che

$$\frac{GM(r)}{r^2} = \frac{v_0^2}{r} \implies M(r) = \frac{rv_0^2}{G} \quad (2.1)$$

da cui, immediatamente

$$\Delta M = \frac{v_0^2}{G} \Delta r \quad (2.2)$$

ma sappiamo che $\Delta M(r) = 4\pi r^2 \rho(r) \Delta r$ e quindi

$$\rho(r) = \frac{v_0^2}{4\pi G r^2} \quad (2.3)$$

La distribuzione di massa totale è notevolmente uniforme, se consideriamo un ampio intervallo di tempo cosmico e di massa della lente, secondo una distribuzione isoterma per cui $\rho(r) \propto r^{-2}$.

Questo dimostra l'esistenza della materia oscura, in quanto suddetta distribuzione è più estesa di quella dei barioni visibili. Inoltre, la distribuzione totale della massa sembra condividere l'ellitticità e l'orientamento della luce (Koopmans al 2006).

Queste informazioni ci confermano che la rapida formazione dei nuclei di galassie massicce è favorita enormemente dalla precoce formazione di aloni massicci di materia oscura. Essi infatti permettono al gas primordiale delle galassie di raccogliersi nel proprio centro e, successivamente, di diventare una protogalassia man mano che esso si raffredda.

2.1.2 Individuare e analizzare le immagini ingrandite delle galassie lontane

Già nel lontano 1937, Fritz Zwicky suggerì di usare gli ammassi di galassie come “telescopi naturali” per la rilevazione di galassie molto lontane da noi, superando la portata dei telescopi dell'epoca.

Questa semplice idea è diventata un metodo altamente accurato per localizzare le prime galassie e comprenderne le proprietà, osservandole quando l'Universo aveva circa un decimo della età attuale.

Un ricco ammasso di galassie presenta una sezione trasversale molto più grande rispetto alla popolazione di fondo in confronto ad una singola galassia e, quindi, la probabilità di vedere immagini ingrandite è maggiore; infatti, molti ammassi rivelano un alto numero di immagini multiple per le diverse sorgenti in essi racchiuse come si vede in Figura 5a. D'altra parte, la distribuzione della massa in un ammasso è meno regolare che in una singola galassia.

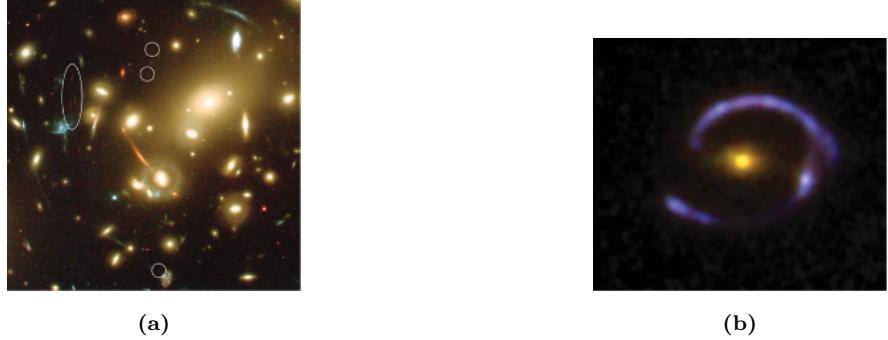


Figura 5: (a) Immagine del Telescopio Spaziale Hubble del ricco ammasso Abell 2218 che mostra una abbondanza di archi distorti e immagini multiple. Lungo le linee critiche di alto ingrandimento sono state trovate due delle sorgenti ingrandite a più alto redshift conosciute (al momento della scoperta). Una è una coppia ravvicinata di immagini che rappresentano una sorgente a redshift 5,7 (Ellis et al. 2001); l'altra è un sistema a tre immagini a redshift 6,8 (Kneib et al. 2004). (b) Una galassia a formazione stellare ingrandita a redshift 3,1 per cui la spettroscopia risolta rivela un disco rotante (Stark et al. 2008): immagine reale con il Telescopio Spaziale Hubble.

Proprio per questo è necessario un modello accurato per capire come sono posizionate le linee critiche e per calcolare l'ingrandimento associato. Tra le galassie più distanti conosciute, alcune sono state rilevate cercando appositamente in vicinanza delle linee critiche di ammassi massicci, dove ingrandimenti di 20-30 volte sono normali (Ellis et al. 2001; Kneib et al. 2004); al momento la lente gravitazionale più distante mai rilevata è collocata a 17 miliardi di anni luce da noi e altri 4 miliardi di anni luce alle sue spalle si trova una galassia di fondo sotto forma di anello di Einstein (van Dokkum et al. 2023). Senza il lensing gravitazionale forte, probabilmente, non ci saremmo mai accorti della loro esistenza.

Questa tecnica, in aggiunta, offre un modo per determinare l'abbondanza di galassie primordiali in quanto esse probabilmente sono meno massicce e luminose di quelle sviluppatesi successivamente.

Gli ammassi, agendo come lenti, non si limitano solo ad ingrandire le sorgenti nella loro luminosità integrata rendendole visibili ai telescopi, ma ingrandiscono anche la loro dimensione angolare, rendendo così più semplice determinarne le proprietà interne.

Le galassie più distanti hanno dimensioni dieci volte più piccole in confronto alla Via Lattea e metterle a fuoco è molto complesso sia per i telescopi ad ottica adattiva (una tecnica che corregge l'offuscamento dovuto all'atmosfera) sia per i Telescopi Spaziali HST o JWST. La combinazione di lensing gravitazionale e ottica adattiva ha però permesso di ottenere risultati nettamente migliori.

Una galassia con redshift $z=3$ sottende nel cielo tipicamente una dimensione angolare

di circa 0,2-0,3 arcsec; eppure, quando la si ingrandisce di 30 volte, siamo in grado di ottenere dati spettroscopici della sua immagine ingrandita punto per punto e verificare che possiede un disco rotante (Stark et al. 2008).

Da vari studi analoghi a questo è stato possibile costruire un quadro provvisorio della evoluzione precoce delle galassie.

Molteplici galassie deboli a massa bassa si sono formate da ammassi di idrogeno in lento raffreddamento quando l'Universo aveva solamente il 5% della sua età attuale. Le stelle di questi primi sistemi emettevano una potente radiazione ultravioletta che ionizzava il gas circostante. Da allora queste prime galassie hanno continuato a crescere, attraverso fusioni tra di loro, anche tramite accrescimento continuo di idrogeno gassoso.

2.2 Lensing debole

Le immagini multiple, tipiche del lensing forte, non si possono formare nelle strutture in cui la densità all'interno della lente è inferiore a un valore critico. Tuttavia, i raggi di luce vengono spesso deviati da strutture oscure lungo la maggior parte delle linee di vista nell'Universo.

In questo regime di *lensing debole*, il segnale principale è una leggera distorsione rispetto alla galassia di fondo che dipende dalla *curvatura* (o *derivata seconda*) del potenziale gravitazionale in primo piano. In una situazione ideale, un osservatore vedrebbe la sorgente di fondo stirata (o divisa) tangenzialmente attorno a una circonferenza, il cui centro è la lente gravitazionale.

In situazioni usuali, il segnale è troppo debole per essere evinto da una sorgente singola. Nonostante ciò, analizzare statisticamente le forme distorte delle galassie di fondo in una precisa direzione, assumendo che in media esse siano orientate in maniera casuale, permette di dedurre la presenza di una struttura in primo piano (Figura 6).

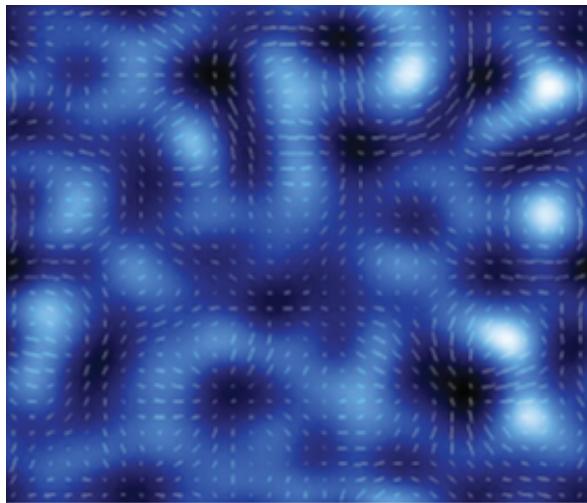


Figura 6: Illustrazione idealizzata del lensing gravitazionale debole. L'immagine blu rappresenta la distribuzione della massa in una area del cielo (il bianco indica una maggiore densità di materia oscura). I segni di spunta bianchi rappresentano le forme e le orientazioni medie di una popolazione di galassie deboli (di forma statisticamente rotonda) viste attraverso la materia oscura. Dove la materia oscura è concentrata, le galassie di fondo sono allineate tangenzialmente intorno alla struttura; dove la densità di materia oscura è minore, le galassie sono allineate radialmente. Il modello delle galassie di fondo può essere utilizzato per dedurre la distribuzione (invisibile) della materia oscura in primo piano. (Refregier A., 2009, *Observing the dark universe with Euclid*).

Nei primi articoli di Hermann Weyl e in seguito negli articoli di Gunn (1965, 1967) sono esposti gli aspetti della matematica che stanno alla base del lensing debole e che furono sviluppati poco dopo la pubblicazione della relatività generale di Einstein. L'osservazione di un segnale di lensing debole è stata però ottenuta per la prima volta da

Tyson et al. (1990) nel campo di un ammasso ricco. Inoltre, la tecnica per analizzare lo schema delle distorsioni di galassie di fondo e, successivamente, invertirle così da mappare con successo la materia oscura in primo piano, è opera di Kaiser e altri (Kaiser 1992; Kaiser et al. 1995).

Tuttavia, solo nel 2000 è stata chiaramente individuata una “distorsione cosmica” (*cosmic shear*), ossia un effetto di lensing debole dovuto alla distribuzione su larga scala di materia oscura lungo linee di vista casuali (Bacon et al. 2000; van Waerbeke et al. 2000; Wittman et al. 2000). Esistono ottime discussioni su questo campo ad opera di Bartelmann & Schneider (2001), Huterer (2002) e Refregier (2003).

2.2.1 La distribuzione della materia oscura su grandi scale

A livello di osservazione cosmologica il lensing debole sembra essere particolarmente promettente in quanto, se opportunamente impiegato, può misurare la distribuzione della materia oscura senza aver bisogno di nessuna informazione aggiuntiva sulla sua natura.

Il problema rimane comunque complicato a livello tecnico.

Per prima cosa, il segnale che ha origine dalla struttura su larga scala rimane debole, pari ad una variazione di pochi centesimi nell’ellitticità di una debole galassia lontana. In secondo luogo, essendo una tecnica statistica, è necessario analizzare un’ampia sezione densa di galassie misurabili e per questo è essenziale un imaging profondo. In aggiunta, dato che le forme delle galassie più deboli sono offuscate dall’atmosfera terrestre, bisogna apportare correzioni per recuperare il segnale cosmologico.

Per quanto detto, in conclusione, per sfruttare a pieno il potenziale del lensing è necessario un telescopio spaziale con imager panoramico.

I primi articoli (citati nel paragrafo precedente) analizzavano la potenza del segnale per precisare la ”quantità” di materia oscura per unità di volume, confermando valori ottenuti con altri metodi in maniera indipendente. Le successive ricerche hanno sfruttato appieno le capacità del Telescopio Spaziale Hubble per creare la prima mappa proiettata della sua distribuzione (Massey et al. 2007a; figura 7 sinistra).

Tale mappa della materia oscura è stata confrontata con quella della luce nella stessa direzione emessa da galassie visibili e ammassi di raggi X (Figura 7 destra).

A primo impatto si nota una somiglianza rassicurante, indicativa del fatto che la materia oscura agisce da struttura gravitazionale (o impalcatura) per la materia barionica.

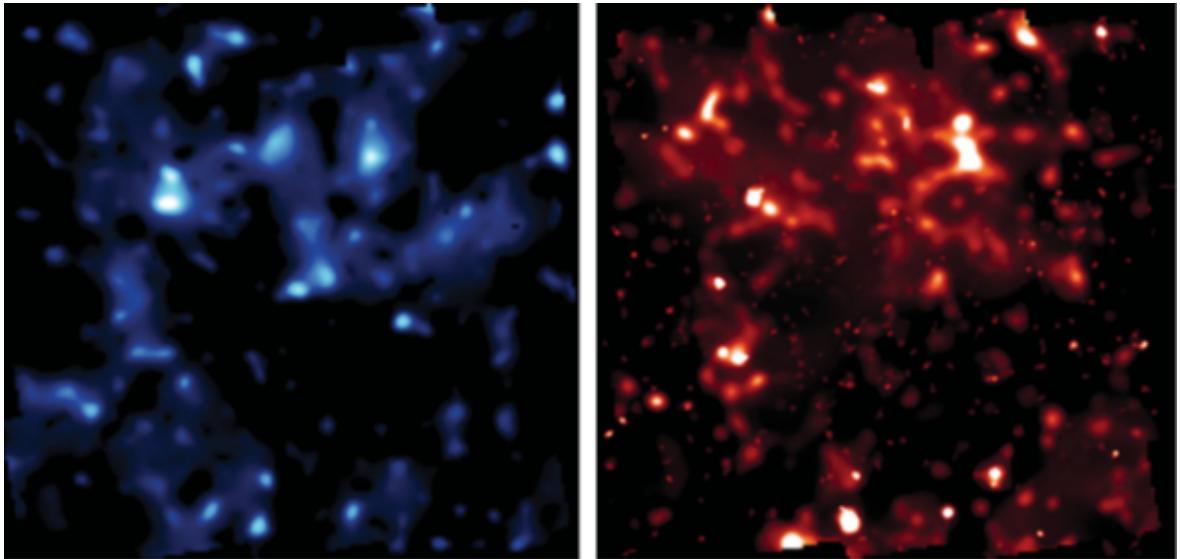


Figura 7: Distribuzione proiettata della materia oscura nel campo COSMOS dall'analisi di Massey et al. (2007a).

La mappa blu rivela la densità della materia oscura come dedotta dal modello delle deboli distorsioni osservate nelle galassie di fondo dal Telescopio Spaziale Hubble. La mappa rossa è quella equivalente per la materia barionica, come rivelato da una combinazione della massa stellare nelle galassie con il Telescopio Spaziale Hubble e del gas caldo negli ammassi rilevato con il satellite a raggi X nominato *XMM-Newton*.

2.2.2 Galaxy-galaxy lensing: l'estensione degli aloni di materia oscura intorno a singole galassie

Una tecnica statistica similare può essere applicata non solo per tracciare la materia oscura negli ammassi e su scala cosmica, ma anche attorno alle singole galassie per rilevare i loro aloni di materia oscura.

Supponiamo di condurre un'ampia indagine spettroscopica delle galassie vicine luminose e di selezionare un sottoinsieme di sistemi di una specifica classe per cui possediamo dati di imaging accurati; allora accumulando questi dati, si può ricavare la densità media della materia oscura intorno a una galassia di questo tipo ad un raggio molto più elevato di quanto sarebbe possibile tramite lo strong lensing. Per di più questo può essere fatto per una varietà maggiore di oggetti che potrebbero non essere abbastanza compatti da agire come lenti forti.

Le prime rilevazioni di questo cosiddetto segnale di *galaxy-galaxy lensing* sono state effettuate da Brainerd et al. (1996).

La ricerca già citata della Sloan Digital Sky (York et al. 2000) è un buon esempio di una indagine di imaging e spettroscopia, che è stata utilizzata per analizzare questo

segna e stimare la massa totale e gli aloni delle galassie in primo piano (Fischer et al. 2000; Sheldon et al. 2004).

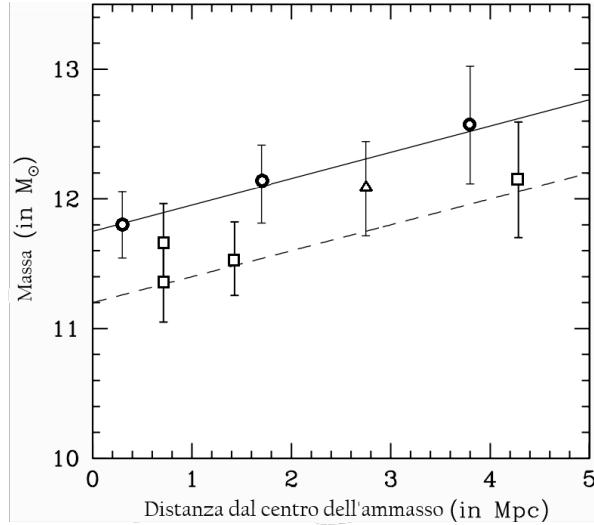


Figura 8: Questa immagine mostra la variazione della massa di un sub alone di materia oscura che ospita una galassia ellittica o lenticolare in funzione del raggio centrale dell'ammasso. I risultati dell'analisi del galaxy-galaxy lensing e quelli provenienti dalla Simulazione cosmologica Millennium, uno strumento volto a ricostruire la storia evolutiva di una regione dell'Universo, vengono messi a confronto. I cerchi sono i dati dell'analisi del galaxy-galaxy lensing e i quadrati sono quelli della simulazione Millennium. Il quadrato in alto nella regione del nucleo segna una stima della massa del sub alone. Il triangolo è il dato di galaxy-galaxy lensing per il sub alone associato a una galassia spirale o irregolare. La linea continua rappresenta una stima ottenuta secondo un semplice modello analitico (Merritt, 1985) mentre la linea tratteggiata è la modifica di tale stima in maniera comparata ai risultati dalla simulazione.

L'andamento radiale derivato dal lensing è in ottimo accordo con le simulazioni nonostante uno scostamento nelle masse. (Natarajan et al. 2009)

Mettendo in correlazione le posizioni delle galassie in primo piano di un certo tipo e l'effetto che apportano alla forma delle galassie di fondo, siamo in grado di misurare l'estensione dei loro aloni di materia oscura per determinate tipologie (come osservato in Figura 8); possiamo, inoltre, determinare in che misura tali galassie siano, o meno, campioni rappresentativi del campo della materia oscura circostante.

Queste analisi potrebbero essere usate per delineare la forma degli aloni di materia oscura (Parker et al. 2007) e mostrare l'inaccuratezza delle leggi riguardanti le forze gravitazionali non newtoniane invocate per eliminare la necessità della materia oscura (Tian et al. 2009).

A discapito delle difficoltà tecniche di qualche anno fa, sono stati fatti progressi notevoli nell'utilizzo del lensing debole per tracciare la materia oscura su grandi scale intorno agli ammassi e a varie popolazioni di galassie.

Nell’arco di poco tempo, abbiamo avuto una conferma del paradigma, teorizzato negli anni ’80, secondo cui le galassie e gli ammassi devono la loro esistenza all’agglomerato gravitazionale di un campo di densità dominato da materia oscura.

Possiamo tracciare questa materia oscura intorno alle galassie in campioni statisticamente controllati e osservare come varia in forma ed estensione nei vari ambienti differenti.

2.2.3 Bullet Cluster

Da quasi cento anni sappiamo che il potenziale gravitazionale degli ammassi di galassie non è spiegabile utilizzando solamente la massa barionica e la fisica newtoniana. Le varie soluzioni azzardate negli anni, oltre alla materia oscura, contengono anche alterazioni della legge della forza gravitazionale o della risposta dinamica delle particelle ad essa.

Fino ad ora, i tentativi volti ad accettare una teoria piuttosto che un’altra utilizzano oggetti in cui la materia barionica e quella oscura ipotizzata sono spazialmente coincidenti, come nella maggior parte dell’Universo. Questi lavori favoriscono l’ipotesi della materia oscura, ma partono da conclusioni non immediatamente banali (come la simmetria o l’equilibrio idrostatico) che lasciano spazio a controargomentazioni.

Una prova effettiva della natura della materia oscura potrebbe essere confermata solo tramite rilevazioni in laboratorio o, a livello astronomico, dalla scoperta di un sistema in cui essa è separata dai barioni osservabili. La fusione di un ammasso di galassie è proprio un sistema di questo tipo.

Se si considera un tempo sufficientemente ampio, le galassie, il plasma e la materia oscura in un ammasso qualsiasi acquisiscono distribuzioni spaziali simili, che ricalcano il comune potenziale gravitazionale.

Tuttavia, durante la collisione tra ammassi, le galassie si separano dal plasma. Mentre le prime si comportano come particelle prive di collisioni, il plasma fluido, che emette raggi X, subisce una pressione ram¹.

Questo effetto è chiaramente visibile nell’ammasso unico 1E0657-558 (Tucker et al. 1998) noto come Bullet Cluster e mostrato in Figura 9.

L’ammasso ha due concentrazioni di galassie primarie (blu in figura), rivelate dall’analisi di lensing gravitazionale e separate da 0,72 Mpc, un sottoammasso occidentale

¹Pressione esercitata su un corpo che si muove attraverso un mezzo fluido, causata dal movimento relativo rispetto ad una massa di fluido piuttosto che dal moto di agitazione termica del fluido stesso.

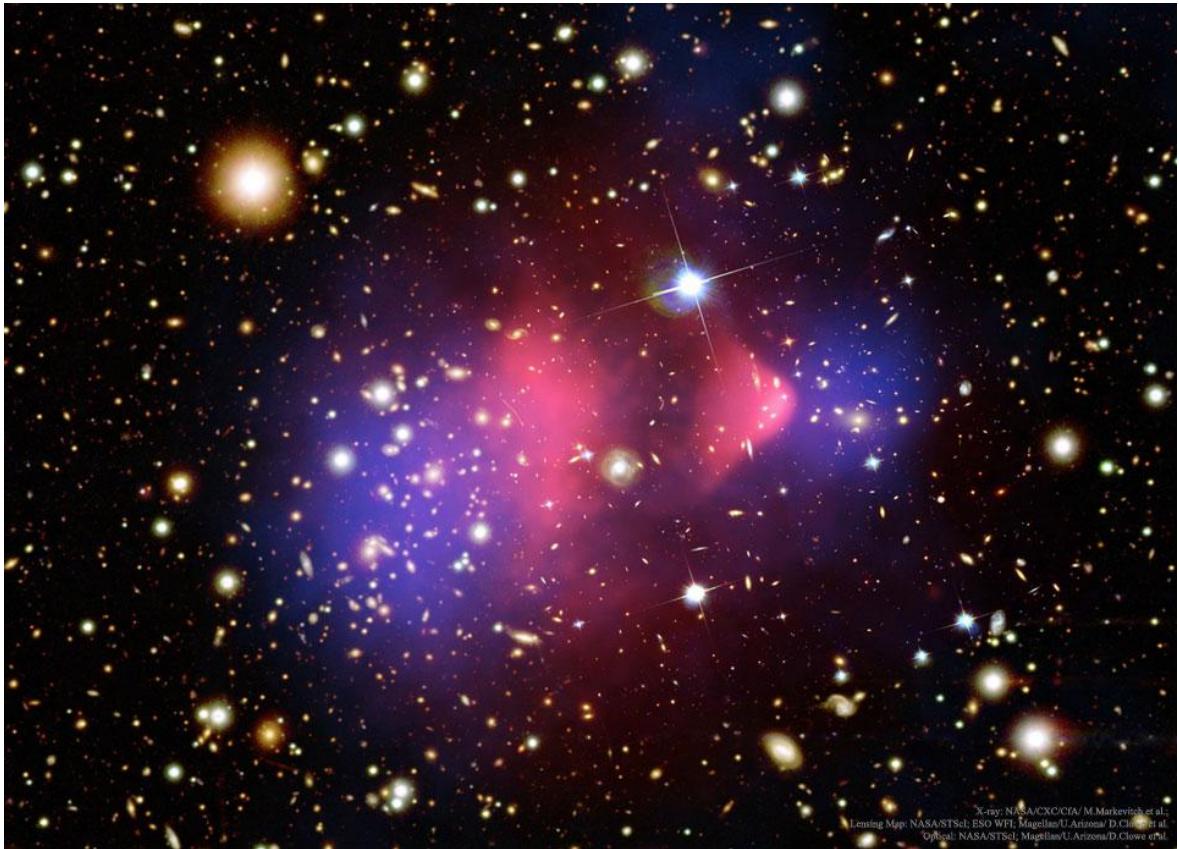


Figura 9: L’immagine in evidenza è una immagine composita Hubble/Chandra/Magellan del Bullet Cluster dove il rosso rappresenta i raggi X emessi dal gas caldo e il blu raffigura la distribuzione della materia oscura suggerita. (Credit: *x-ray: NASA/CXC/CfA/M. Markevitch et al.; optical: NASA/STScI, Magellan/U. Arizona/D. Clowe et al.; lensing map: NASA/STScI ESO WFI, Magellan/U. Arizona/D. Clowe et al.*)

meno massiccio ($T \sim 6\text{keV}$)² e un ammasso principale orientale più massiccio ($T \sim 14\text{keV}$). Entrambi hanno associato un plasma accompagnato dalla sua emissione di raggi X (violetto in figura), spostato verso il centro del sistema.

L’informazione contenuta nella mappa a raggi X mostra anche come il sottoammasso occidentale si stia allontanando da quello principale con velocità di 4700 km/s e sappiamo anche che i due nuclei sono passati uno attraverso l’altro circa 100 Myr fa. I due ammassi si sono mossi prima delle rispettive nubi di plasma ionizzato visibile in banda X, che sono invece state rallentate dalla pressione ram, seguendo l’ipotesi che la materia barionica dei due ammassi di galassie si sia scontrata, mentre la materia oscura avrebbe attraversato e proseguito senza interagire affatto. Se la materia oscura fosse stata assente, il potenziale gravitazionale rivelato dall’analisi di lensing avrebbe tracciato il plasma, essendo la componente dominante della materia visibile. Invece, nel caso in cui la massa sia dominata da materia oscura non barionica, il potenziale

²Le temperature vengono definite tramite le relative energie in elettronvolt, grazie a cui si possono stimare le dimensioni degli ammassi di galassie. 1 keV corrisponde a 11.6 milioni di gradi Kelvin.

traccia la distribuzione di essa, aspettandosi che coincida spazialmente con le galassie, prive di collisioni.

Queste osservazioni sono state possibili ricavando una mappa del potenziale gravitazionale tramite il lensing debole e da essa sono state tratte le conclusioni presentate, che confermano l'esigenza di materia oscura non barionica.

2.3 Microlensing

Il parere di Einstein (1936) era che il lensing gravitazionale avrebbe prodotto scarsi risultati, poiché la probabilità di osservare due stelle sufficientemente allineate, così da poter applicare questa tecnica, è molto bassa. Ad oggi, invece, le fotocamere panoramiche permettono di monitorare decine di milioni di stelle in tutta la Via Lattea.

Considerando che ci può anche essere un movimento relativo tra la sorgente e la lente, c'è ancora più possibilità di osservare un effetto.

Microlensing, un termine forgiato da Bohdan Paczynski, si riferisce generalmente al caso in cui la sorgente da sola, oppure sia la sorgente che la lente, non sono a fuoco. Di conseguenza, distorsione e deviazione della luce proveniente dalla sorgente di fondo non possono essere osservate.

Il momento chiave è il temporaneo aumento di brillantezza del segnale combinato di sorgente e lente, quando l'una passa davanti all'altra. Il tempo scala di questo aumento può variare da pochi secondi ad interi anni e la curva della luce osservata ci fornisce informazioni aggiuntive sulle distanze relative, sulla massa e sul moto della lente (assumendo che l'oggetto di fondo sia stazionario).

Essendo il microlensing un fenomeno momentaneo, una strategia di indagine efficace consiste nel monitorare ripetute volte un preciso campo stellare denso, in cerca della rara occasione in cui una stella aumenta la sua brillantezza. Ovviamente, a rendere le ricerche meno semplici, c'è il fatto che molte stelle sono naturalmente variabili nella loro emissione.

Una volta innescatosi un evento, esso può essere osservato più accuratamente per vedere se la curva di luce è della forma prevista per il microlensing.

Per una ricerca che ispeziona il campo stellare denso della nostra Via Lattea, la profondità ottica è di circa $2 \cdot 10^{-6}$ (o un evento in un preciso istante ogni 400 000 stelle studiate). In molti casi, le curve di luce possono essere monitorate con una precisione così elevata, che siamo in grado di rilevare effetti di secondo ordine come il moto della Terra intorno al Sole, le dimensioni limitate della stella che agisce da lente e persino i pianeti circostanti alla lente. In particolare, con telescopi interferometrici è possibile verificare eventuali spostamenti nella posizione della sorgente.

Il microlensing ha avuto un grande impatto sull'astronomia in due aree, entrambe riguardanti milioni di stelle nella Via Lattea o nelle vicine Nubi di Magellano:

- la ricerca di materia oscura nell’alone galattico sotto forma di oggetti compatti barionici di massa moderata (circa 0,1 masse solari o meno)
- la localizzazione e valutazione dell’abbondanza di pianeti extrasolari fino a 5 masse solari.

2.3.1 Microlensing galattico

L’utilizzo del microlensing per verificare la teoria, secondo cui oggetti barionici invisibili di dimensioni sub-stellari (noti solitamente come *massive compact halo object*, MACHO) fossero la fonte della materia oscura nella Via Lattea, è stata proposta per la prima volta da Paczynski (1986).

Nel caso in cui questa ipotesi venisse scartata, la materia oscura sarebbe quasi sicuramente non barionica.

Desideriamo ora rilevare sudetti MACHO tramite l’effetto di lensing gravitazionale che essi producono - agendo come lenti - quando si osserva una sorgente luminosa puntiforme di fondo che supponiamo essere una stella ordinaria.

Si può supporre che i MACHO abbiano massa compresa tra 10^{-7} e $1 M_{\odot}$; questo in quanto oggetti con massa inferiore sarebbero già evaporati e oggetti con massa superiore sarebbero stelle ordinarie, che quindi sarebbero già state osservate. È anche evidente che, viste le distanze in questione, i MACHO possono essere considerati puntiformi. Di conseguenza, tranne in casi limite in cui sorgente, MACHO ed osservatore sono perfettamente allineati, si creerà sempre una immagine doppia quando un MACHO si trova in prossimità della linea di vista della sorgente.

La prima questione che dobbiamo porci è se tale coppia di immagini può essere osservata separatamente.

La risposta è immediata; dalle ipotesi che ci siamo dati e poichè un telescopio ordinario possiede un potere risolutivo dell’ordine di 0,1-1 arcsec, soltanto i MACHO vicinissimi al Sole potrebbero produrre due immagini distinte. Ma, in tal caso, essi sarebbero irrilevanti per quanto riguarda la materia oscura dell’alone. Concludiamo che un evento di microlensing avviene quando un MACHO è sufficientemente vicino alla linea di vista della stella di fondo.

Una tale situazione è concretamente osservabile? Per rispondere a questa domanda bisogna analizzare tre punti:

- Affinchè eventi di microlensing siano osservabili sono necessarie alcune condizioni particolari; ma, supponendo che i MACHO siano distribuiti secondo il modello

standard dell'alone oscuro³, esse sono rispettate.

- Inoltre serve un intervallo di tempo T compreso tra un'ora e qualche mese perché tali eventi siano rilevabili. A questo punto, se vogliamo esplorare una regione significativa dell'alone oscuro dobbiamo assumere $D_s > 50$ kpc. D'altra parte è conveniente scegliere una galassia del Gruppo Locale, in quanto la sua vicinanza ci permette uno studio accurato della sua curva di luce. In tal caso l'ordine di grandezza di T sarebbe

$$T \sim 0.3 \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/2} \text{yr.} \quad (2.4)$$

Vediamo come al variare di M nell'intervallo supposto la durata di un evento risulta come richiesta

- Poichè la probabilità che avvenga un evento di microlensing è molto bassa ci aspettiamo $\tau \ll 1$. Ma se osserviamo un numero $N \gg 1$ di stelle di una galassia nel Gruppo Locale, la probabilità diventa chiaramente $N\tau$. In maniera analoga il numero di eventi attesi sarà

$$N_{att} = N t_{oss} \Gamma, \quad (2.5)$$

dove t_{oss} è il tempo di osservazione e Γ è la frequenza degli eventi di microlensing.

Nel microlensing convenzionale deve essere analizzata la curva di luce di ogni singola stella, per cui è necessario risolvere le stelle della galassia in esame. Con i telescopi attuali, questo è fattibile solamente per la Grande e la Piccola Nube di Magellano, la cui distanza è dell'ordine di 50 kpc.

Quindi il microlensing gravitazionale permette di scoprire l'esistenza di MACHO nell'alone oscuro della Via Lattea a patto di monitorare un grande numero di stelle.

Al fine di rendere la discussione quantitativa indichiamo con f ($0 < f < 1$) la frazione della massa dell'alone sotto forma di MACHO e assumiamo che essa sia indipendente dalla distanza galattocentrica. Supponendo anche che le stelle di fondo appartengano alla Grande Nube di Magellano (LMC - Large Magellan Cloud), siamo in grado di calcolare le grandezze rilevanti per descrivere gli eventi di microlensing verso la LMC.

*Profondità ottica*⁴ - Tramite un paio di rapidi calcoli è immediato ottenere

$$\tau \approx 5.1 \cdot 10^{-7} f. \quad (2.6)$$

³Esso è un modello basato su quello della sfera isoterma soffice, il cui profilo di densità può essere rappresentato come $\rho_a(r) = \frac{\Theta_*^2}{4\pi G(a^2+r^2)}$ dove a indica il raggio del nucleo e Θ è la velocità di rotazione pari a 220 km s^{-1} .

⁴Ovvero la probabilità che si verifichi un evento di microlensing verso una sorgente prefissata.

Si noti come ciò confermi l'ipotesi iniziale $\tau \ll 1$.

Numero di eventi attesi - Questa grandezza è espressa tramite l'eq. 2.5 in termini di Γ . Ma per stimare Γ è necessario conoscere la funzione di distribuzione $f(z,v)$ ⁵ dei MACHO. Se alle ipotesi precedenti se ne aggiunge una, secondo cui tutti i MACHO hanno massa M e lasciando f arbitrario, si giunge alla stima

$$\Gamma \approx 1.66 \cdot 10^{-6} f \left(\frac{M_{\odot}}{M} \right)^{1/2} yr^{-1} \quad (2.7)$$

che - grazie all'eq. 2.5 - ci fornisce il numero di eventi attesi

$$N_{att} \approx 1.66 \cdot 10^{-6} N f \left(\frac{M_{\odot}}{M} \right)^{1/2} \left(\frac{t_{oss}}{yr} \right). \quad (2.8)$$

Durata media degli eventi - Tramite le eq. 2.5 e 2.7 si può ottenere questa quantità

$$\langle T \rangle = 0.20 \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{1/2} yr. \quad (2.9)$$

È importante sottolineare che $\langle T \rangle$ è totalmente indipendente da f .

Discutiamo ora dell'utilità di questi risultati. Inizialmente pensare di monitorare milioni di stelle per osservare *qualche* evento di microlensing veniva considerato come irreale ma, con l'evoluzione della tecnologia, già negli anni '90 la collaborazione australiana MACHO e quella francese EROS annunciarono la rilevazione di tali eventi nella LMC. Oltre alla scoperta in sé, queste collaborazioni hanno come obiettivo stimare l'abbondanza dei MACHO nell'alone oscuro della Via Lattea e determinare la loro natura fisica.

Gli unici dati estrapolabili dal microlensing sono il valore massimo della magnificazione di un evento e la larghezza della curva di luce, da cui si può dedurre la durata T del singolo evento in questione. Puttropo la conoscenza di queste due grandezze per un singolo evento non ci permette di calcolare null'altro relativamente al MACHO che le cause.

Per superare questo ostacolo basta semplicemente osservare un numero di eventi N_{oss} sufficiente per costruire una statistica accettabile. Così infatti siamo in grado di ottenere sia la durata media $\langle T \rangle_{oss}$ che la profondità ottica τ_{oss} .

Indicando con T_{α} la durata osservata dell' α -esimo evento ($1 \leq \alpha \leq N_{oss}$) è evidente

$$\langle T \rangle_{oss} \equiv \frac{1}{N_{oss}} \sum_{\alpha} T_{\alpha}. \quad (2.10)$$

Sappiamo anche che la profondità ottica e la durata media degli eventi sono connesse dalla relazione $\langle T \rangle = \frac{2\tau}{\pi\Gamma}$ e - grazie all'eq. 2.5 - essa si può riscrivere come

$$\tau = \frac{\pi N_{att}}{2 N t_{oss}} \langle T \rangle \quad (2.11)$$

⁵funzione stazionaria che descrive un insieme di lenti puntiformi che si muovono di moto rettilineo uniforme

Per essere precisi questa relazione è in riferimento ai valori attesi, ma - per N_{oss} abbastanza grande - ci si aspetta che valga anche per quelle osservate. Pertanto combinando le due equazioni precedenti, troviamo che

$$\tau_{oss} = \frac{\pi}{2Nt_{oss}} \sum_{\alpha} T_{\alpha} \quad (2.12)$$

Quali informazioni possiamo ricavarci da τ_{oss} e $\langle T \rangle_{oss}$?

Dalla stima della profondità ottica 2.6 si determina la frazione f della massa dell'alone in forma di MACHO; invece la stima della durata media degli eventi 2.7 fornisce la loro massa M .

La correttezza di questo procedimento può essere controllata istantaneamente, inserendo i valori trovati nella stima del numero di eventi attesi 2.8 e verificandone l'accordo con il valore osservato.

Lo stato attuale delle ricerche però è poco chiaro e le conclusioni sono piuttosto controverse.

La collaborazione MACHO in un tempo di circa 6 anni ha scoperto un totale di 13-17 eventi. Supponendo che siano tutti prodotti da MACHO e assumendo che la loro distribuzione sia descritta dal modello standard, la profondità ottica ottenuta è

$$\tau_{oss} \approx 0.9 - 1.6 \cdot 10^{-7} \quad (2.13)$$

e la loro massa risulta compresa tra

$$M \approx 0.15 - 0.90 M_{\odot}. \quad (2.14)$$

Un confronto tra le eq. 2.6 e 2.13 implica che, sotto le ipotesi fatte, i MACHO costituiscono il 18-31% della materia oscura dell'alone della Via Lattea.

Dall'altro lato la collaborazione EROS ha scoperto solo 4 eventi, dalla cui analisi hanno dedotto

$$M \approx 0.2 M_{\odot}. \quad (2.15)$$

C'è quindi un disaccordo tra i risultati ottenuti dai due gruppi, quantunque le loro osservazioni siano avvenute in regioni diverse della LMC.

D'altronde, in base agli eventi registrati appare chiaro che non si tratta solamente di microlensing causato da MACHO, ma anche da stelle ordinarie situate nella LMC - caso del *self-lensing* -, nel disco o nell'alone luminoso della Via Lattea. Questo non ci sorprende in quanto la posizione della lente non è stabilita tramite le osservazioni. Di conseguenza non ha più senso supporre che tutte le lenti abbiano la stessa massa o distribuzione uguali.

Per interpretare correttamente i dati osservativi è quindi necessario considerare anche

tutte le altre componenti della Via Lattea e della LMC, oltre all'alone oscuro barionico. In tal caso la complessità si alza notevolmente e per questo le stime della profondità ottenute sono discordanti. Un'analisi recente ha portato ad alcune conclusioni che riassumiamo nella seguente tabella.

	τ	N_{att}	M/M_\odot
self-lensing	$2.3 \cdot 10^{-8}$	3-4	0.11-0.43
alone	$3 \cdot 10^{-8}$	4-6	0.17-0.37
sferoide	$4 \cdot 10^{-8}$	4-6	0.27-0.30
disco	$4 \cdot 10^{-8}$	1-2	0.08-0.24

Tabella 2.1: Tabella 1

Emergono una serie di considerazioni che possono essere schematizzate come segue.

- La profondità ottica predetta - ottenuta sommando i valori nella Tabella 1 - vale $1.3 \cdot 10^{-7}$ e si trova esattamente nell'intervallo predetto dalla collaborazione MACHO 2.13.
- Il fatto che la massa dei MACHO sia

$$M \approx 0.17 - 0.37 M_\odot \quad (2.16)$$

è concorde con le stime 2.14 e 2.15 rispettivamente del gruppo MACHO e del gruppo EROS. È importante notare che in base a questi valori, i MACHO non possono essere nane brune in quanto il limite superiore alla loro massa è $M < 0.08 - 0.11 M_\odot$.

- In realtà le conclusioni a cui sono giunti i due gruppi di ricerca MACHO ed EROS sono sostanzialmente consistenti se si considera che analizzano regioni differenti della LMC: mentre MACHO analizza la zona centrale, EROS si occupa di quella periferica. In quanto quest'ultima è particolarmente meno densa, è lecito aspettarsi che l'effetto di self lensing sia irrilevante nel secondo caso ma non nel primo. Dunque si può ipotizzare che tutti gli eventi osservati da EROS siano MACHO, in accordo con la suddetta analisi.
- Un paragone tra la Tabella 1 e l'eq. 2.6 fornisce $f \approx 0.06$, per cui circa il 6% della materia oscura dell'alone della Via Lattea sarebbe composta da MACHO.

In verità uno scenario come questo è *poco* realistico.

Avendo assunto che i MACHO fossero distribuiti secondo il modello standard dell'alone, in quanto esso descrive correttamente l'alone oscuro barionico della Via Lattea, non

ci sarebbe nulla da aggiungere se avessimo concluso che i MACHO rappresentano la componente dominante dell'alone; ma così non è.

Le conclusioni che sono state tratte dai risultati precedenti riflettono come il valore della massa stimata dei MACHO sia diverso da quello corrispondente al modello preso come base per le nostre assunzioni.

Le informazioni ottenute grazie al microlensing sono insufficienti per determinare la natura fisica dei MACHO presenti nell'alone oscuro della Via Lattea. Pertanto, senza specificare in quale modello dell'alone barionico si colloca, è senza significato dare una qualsiasi interpretazione dei MACHO.

Sono due i motivi principali per cui le informazioni che abbiano sono insoddisfacenti. Il primo è che la conoscenza della distribuzione degli oggetti nella LMC è ancora incerta. Il fatto che tutto ciò che sappiamo dell'alone oscuro barionico corrisponde ad una singola linea di vista, quella della LMC, invece è il secondo.

Capitolo 3

Materia oscura ed Energia oscura

3.1 Cosmologia

Per parlare di materia oscura in particolare è necessario cominciare spiegando come è stata teorizzata la sua esistenza.

Iniziamo quindi dalla Cosmologia, ovvero lo studio delle proprietà dell'Universo e della sua evoluzione.

A livello metodologico, i problemi concettuali posti dall'esistenza delle strutture cosmiche sono gli stessi che descrivono il comportamento di un gas in termini di moti molecolari individuali.

Alla stessa maniera la situazione cambia quando si considerano le proprietà macroscopiche di un gas o si analizza l'universo su scala notevolmente maggiore della separazione tra gli ammassi di galassie.

Su tali scale, si parla di ordini di 10^3 Mpc, la materia appare distribuita uniformemente e costituisce un cosiddetto *substratum cosmico*. Si può affermare che la cosmologia studia le proprietà dell'universo idealizzato formato da questo substratum cosmico.

Si tratta quindi di determinare la metrica $g_{\mu\nu}$ dell'universo idealizzato, che rispecchia il campo gravitazionale medio del substratum.

Sulla base di osservazioni passate è lecito supporre che il substratum si comporti come un fluido secondo il *postulato di Weyl*, il quale afferma che le geodetiche della metrica su cui si muovono i costituenti del substratum sono ortogonali ad una famiglia di ipersuperfici tridimensionali. Di conseguenza esiste un sistema di coordinate x^0, x^1, x^2, x^3 caratterizzato da due proprietà:

- le ipersuperfici tridimensionali sono rappresentate dall'equazione

$$x^0 = \text{costante} \quad (3.1)$$

- x^1, x^2, x^3 sono costanti lungo ogni geodetica considerata, pertanto ogni geodetica associata al substratum è descritta da

$$x^i = \text{costante}, \quad (3.2)$$

ove gli indici latini assumono i valori 1,2,3.

Tramite queste informazioni e imponendo alcune ulteriori condizioni, si ottiene l'elemento di linea spazio-temporale nella metrica $g_{\mu\nu}$:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dl^2 \quad (3.3)$$

dove dl^2 è l'elemento di linea relativo alla generica ipersuperficie tridimensionale

$$t = \text{costante} \quad (3.4)$$

Questo risultato porta con sé tre implicazioni di notevole importanza:

- Si delinea l'esistenza di un *tempo cosmico* universale t , come parametro per descrivere l'evoluzione dell'universo. Ovviamente, esso coincide con il *tempo proprio* percepito da qualunque osservatore fondamentale¹.
- L'ipersuperficie espressa nell'equazione 3.4 risulta essere lo spazio tridimensionale ordinario; di conseguenza dl^2 altro non è che l'elemento di linea di tale spazio all'istante t .
- Le coordinate spaziali x^1, x^2, x^3 assumono gli stessi valori indipendentemente dal tempo cosmico; per questo vengono dette *comoventi*.

Il *principio cosmologico* estende e formalizza la nozione per cui, su scale superiori a $10^3 Mpc$, l'universo appare omogeneo ed isotropo ad un osservatore solidale col centro della Via Lattea affermando che anche il *substratum* cosmico appare omogeneo ed isotropo ad un qualunque osservatore e ad ogni tempo cosmico.

Ma cosa significa questo? Significa che l'universo non possiede direzione o posizione privilegiata.

Pertanto anche lo spazio tridimensionale appare omogeneo ed isotropo ad un osservatore fondamentale, per quanto visto precedentemente. Ma questo implica che la curvatura dell'universo non dipenda dalla posizione.

Infatti, in un generico spazio tridimensionale a curvatura costante, l'elemento di linea si può rappresentare come

$$dl^2 = R^2 \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \right], \quad (3.5)$$

¹Questi sono gli osservatori solidali col sistema di riferimento del substratum cosmico.

dove R e k sono due costanti, θ e φ sono gli angoli polare e azimutale sulla volta celeste, mentre r è la coordinata radiale ad essi normale.

L'equazione 3.5 definisce chiaramente l'elemento di linea tridimensionale ad un fissato istante cosmico t . Al variare di t , la curvatura dello spazio cambia, rimanendo però uguale in ogni punto. Quindi, l'eq. 3.5 si può riscrivere

$$dl^2 = R^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \right], \quad (3.6)$$

dove (r, θ, φ) sono coordinate comoving e $R(t)$ è il fattore di scala cosmico². Ora, unendo le eq. 3.3 e 3.6, compare l'elemento di linea spazio-temporale dell'universo nella forma *Robertson-Walker*

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \right]. \quad (3.7)$$

Si nota che $R(t)$ e k sono le sole grandezze non fissate dal principio cosmologico. Ovviamente la curvatura gaussiana tridimensionale dell'universo ora è $C(t) = k/R^2(t)$; e quindi esso risulta

- spazialmente *aperto* per $k < 0$,
- spazialmente *piatto* - ovvero *euclideo* - per $k = 0$,
- spazialmente *chiuso* per $k > 0$.

In virtù del principio cosmologico si verifica che l'unica evoluzione possibile dell'universo è un'espansione o una contrazione globale.

Un'ulteriore conseguenza del principio cosmologico riguarda la natura del substratum cosmico. Avendo supposto che esso si comporti come un fluido perfetto, è necessario ipotizzare che sia in equilibrio termodinamico. La sua *equazione di stato* in funzione della pressione p e della densità³ ρ sarà $p = \omega \rho c^2$, con ω costante. Realisticamente, il substratum può essere formato da materia non relativistica (semplicemente *materia*), da particelle relativistiche (costituenti la *radiazione*) oppure da energia del *vuoto*, descritta dalla costante cosmologica⁴ Λ . Ne deriva che la costante ω assume i valori

$$\omega = \begin{cases} 0, & \text{materia} \\ 1/3, & \text{radiazione} \\ -1, & \text{vuoto.} \end{cases} \quad (3.8)$$

²Esso è un parametro adimensionale che descrive l'espansione relativa dell'universo.

³Essendo in ambito relativistico, ρ rappresenta la densità di energia divisa per c^2 .

⁴Costante che tenta di rappresentare l'accelerazione dell'espansione dell'universo, osservata da Edwin Hubble nel 1929

Inoltre, analogamente a quanto visto sopra, esiste, in funzione di k , un altro parametro Ω , detto di densità cosmica, che determina univocamente la geometria dell'universo. In breve, per ricavarlo serve una delle due *equazione di Friedmann*

$$\left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{kc^2}{R^2} \quad (3.9)$$

ove ρ è la densità dell'universo.

Inoltre introduciamo il *parametro di Hubble*

$$H = \left(\frac{\dot{R}}{R}\right), \quad (3.10)$$

che rappresenta la velocità di espansione dell'universo, la *densità critica*⁵

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G} \quad (3.11)$$

e, naturalmente, la formula del *parametro di densità cosmica*

$$\Omega = \frac{\rho}{\rho_c} \quad (3.12)$$

Ottenendo così

$$\Omega = 1 + \frac{kc^2}{H^2 R^2} \quad (3.13)$$

Ricordando questa relazione vediamo che l'universo è

- spazialmente *aperto* per $\Omega < 1$,
- spazialmente *piatto* - ovvero *euclideo* - per $\Omega = 1$,
- spazialmente *chiuso* per $\Omega > 1$.

Bisogna ora aggiungere che la costante cosmologica Λ è stata misurata e risulta diversa da 0; questo significa che sia l'espansione che la contrazione possono avvenire indipendentemente dal tipo di geometria e ciò è legato ai valori della densità di energia del vuoto ρ_Λ e della densità ρ_M della materia e radiazione ordinarie.

Un effetto osservabile della costante cosmologica è che l'evoluzione cosmica può essere accelerata, quando la pressione negativa del vuoto risulta dominante, poiché in tal caso avremo $\rho_\Lambda > 0$ e $\rho_M < \rho_\Lambda$.

In vista della prossima sezione è opportuno introdurre

$$\Omega_* = \frac{\rho_*}{\rho_c}, \quad (3.14)$$

⁵Che nell'universo attuale assume, in base all'eq. 3.11, un valore di $\simeq 0.92 \cdot 10^{29} g \text{ cm}^{-3} \simeq 1.35 \cdot 10^{11} M_\odot \text{Mpc}^{-3}$.

$$\Omega_M = \frac{\rho_M}{\rho_c}, \quad (3.15)$$

$$\Omega_\Lambda = \frac{\rho_\Lambda}{\rho_c}. \quad (3.16)$$

con Ω_* che rappresenta il contributo della sola materia barionica al parametro di densità cosmica⁶, incluso in Ω_M , il contributo di materia e radiazione ordinarie, mentre Ω_Λ è l'analogo contributo dell'energia oscura. Ovviamente si ha

$$\Omega_* \leq \Omega_M, \quad (3.17)$$

$$\Omega = \Omega_M + \Omega_\Lambda. \quad (3.18)$$

3.1.1 Radiazione cosmica di fondo e candele campione

L'esistenza della *radiazione cosmica di fondo*, generalmente nota con l'acronimo di CMB (Cosmic Microwave Background), è un'ulteriore implicazione della cosmologia del Big Bang. In pratica si tratta dei fotoni generati al momento del Big Bang, le cui lunghezze d'onda sono aumentate dall'espansione cosmica. Al giorno d'oggi la CMB è la componente predominante nella banda delle microonde.

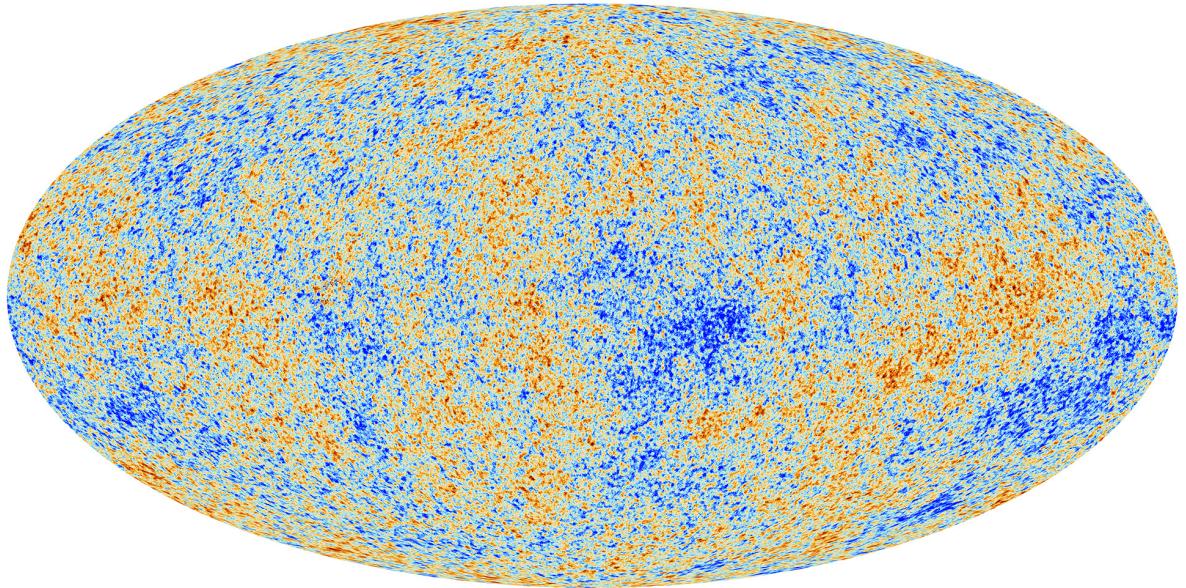


Figura 10: Anisotropie della CMB osservate da Planck. Vengono mostrate in figura piccole fluttuazioni di temperatura (comprese tra -500 e $500 \mu\text{K}$), corrispondenti a quelle che in origine erano regioni con diverse densità e sono ad oggi diventate stelle e galassie. (Credit: ESA/Planck Collaboration)

Essa è una radiazione di corpo nero alla temperatura di 2.725 K, uniforme in ogni direzione nel cielo tranne per alcune anisotropie, o irregolarità, che variano in base alla

⁶Essendo ρ_* la densità media della materia barionica nell'universo.

regione di spazio in esame. Queste anisotropie però sono per ora conferma di come l'unico processo in grado di aver generato questa radiazione sia il Big Bang (Fig. 10).

Sebbene il contributo della CMB al parametro di densità Ω sia totalmente irrilevante, dall'analisi dei picchi del grafico del suo *spettro angolare di potenza*⁷ si sono ottenute importanti informazioni sulla materia oscura nel periodo della ricombinazione⁸, che mi limito ora a riportare.

- La misura della *posizione* del *primo* picco fornisce dati diretti sulla curvatura spaziale e quindi sul valore del parametro di densità cosmica Ω

$$\Omega \simeq 1. \quad (3.19)$$

Questa, assieme all'eq. 3.17, ci dice che Ω_M e Ω_Λ soddisfano la condizione

$$\Omega_M + \Omega_\Lambda \simeq 1. \quad (3.20)$$

- Il rapporto tra l'*altezza* del primo e del secondo picco invece è proporzionale alla densità cosmica di barioni, inclusa nel parametro Ω_M ,

$$\Omega_* \simeq 0.045. \quad (3.21)$$

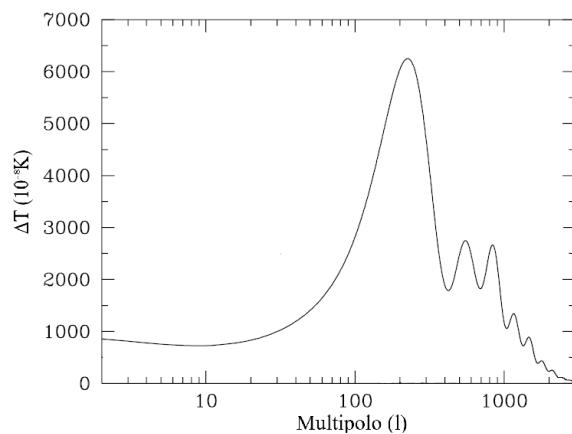


Figura 11: Spettro angolare di potenza della CMB. Sull'asse y vengono rappresentate le variazioni di temperatura mentre sull'asse x i momenti di multipolo, dove il reciproco di l corrisponde alla scala angolare della fluttuazione. Ad esempio, $l=10$ corrisponde a circa 10 gradi sul cielo, $l=100$ corrisponde a circa 1 grado sul cielo. (Scott et al. 2004)

⁷Esso descrive l'andamento del rapporto tra le fluttuazioni di temperatura della radiazione emessa dalla CMB e la dimensione della porzione di cielo considerata.

⁸Periodo iniziato 380 000 anni dopo il Big Bang in cui è iniziata la formazione di atomi neutri per associazione nuclei atomici ed elettroni, prima indipendenti l'uno dall'altro.

Un metodo più convenzionale per ottenere informazioni sulla geometria dell'universo di quello appena osservato, legato alla CMB, è stato introdotto da Hubble. Esso si basa sull'osservazione di *candele campione*: oggetti astronomici dalla luminosità assoluta nota e posti a distanze cosmologiche.

Negli ultimi anni, applicando questa tecnica ad un numero sempre più ricco di supernovae, è stata ottenuta la relazione⁹

$$\Omega_\Lambda \simeq 1.40 \Omega_M + 0.35. \quad (3.22)$$

Questo risultato è particolarmente significativo, in quanto dimostra che al momento l'universo è dominato dall'*energia del vuoto* e, di conseguenza, possiamo concludere che l'odierna espansione dell'universo è *accelerata*.

Concludiamo aggiungendo che numerosi metodi indipendenti sono in grado di stimare il valore del parametro di densità cosmica Ω_M relativo alla materia ordinaria. Alcuni di questi si basano sullo studio della struttura delle galassie e del loro moto su grande scala, ma tale studio esula dagli argomenti trattati in questa tesi.

I valori calcolati di Ω_M sono generalmente compresi nell'intervallo

$$\Omega_M \simeq 0.20 - 0.30, \quad (3.23)$$

che riflette errori statistici e sistematici dei vari metodi.

Un studio recente del Max Planck Institute for Extraterrestrial Physics (Mpe) si basa sulle analisi di eROSITA (Predehl et al. 2021), un telescopio spaziale a raggi X lanciato nel luglio 2019. Esso puntava a delineare l'evoluzione degli ammassi di galassie in base ai raggi X emessi dal gas caldo rilevati e, assieme ad una misura della massa di suddetti ammassi tramite il lensing debole, quantificare la quantità totale di densità di materia nell'universo.

Le misure di eRosita mostrano una coerenza con i risultati ottenuti dalla CMB. Il team di eRosita ha condotto tali misure integrando i dati di tre *survey* attuali di lensing gravitazionale debole: la Dark Energy Survey (Des), la Hyper Suprime Cam Survey (Hsc) e la Kilo-Degree Survey (KiDs), verificando come i vincoli di massa forniti da essi sono coerenti per gli ammassi di eRosita, un importante test di coerenza per l'analisi complessiva (Ghirardini 2024).

⁹L'equazione successiva presuppone che la espansione accelerata sia dovuta ad una *costante cosmologica*, ovvero la ω in 3.8 assuma un valore uguale a -1.[Rie98]

3.2 Concordanza cosmica

Grazie ai risultati ottenuti tramite la CMB, quelli visti e molti altri, siamo in grado di definire un *modello cosmologico* dell'Universo. Il modello cosmologico standard è noto come Λ *CDM* e a dargli questo nome sono le sue due caratteristiche chiave: esso assume che la materia oscura sia fredda¹⁰ (CDM) e che una componente della densità di energia sia connessa alla costante cosmologica Λ , dovuta in qualche modo alla *energia oscura*.

Come se i problemi irrisolti sulla materia oscura non fossero abbastanza imbarazzanti per gli astronomi, l'energia oscura è una conseguenza della scoperta, proveniente da due studi di supernove lontane negli anni '90 (Riess et al. 1998; Perlmutter et al. 1999), secondo cui l'espansione cosmica non sta rallentando, come ci si aspetterebbe in un Universo dominato dalla materia gravitante (oscura e visibile), ma è in realtà in accelerazione!

Essendo stato successivamente confermato con precisione da ulteriori indagini indipendenti (ad es. Astier et al. 2006), ciò implica la presenza di una densità di energia con una pressione relativistica negativa che si oppone alle proprietà attrattive della gravità. Cerchiamo quindi di unire le numerose conclusioni a cui siamo giunti in un contesto cosmologico univoco.

Senza dubbio l'eq. 3.19 è la più importante, in quanto afferma che l'universo in cui viviamo sia spazialmente *piatto*, cioè *euclideo*.

Procedendo sistematicamente, possiamo riassumere quello che sappiamo su Ω_M e Ω_Λ con i seguenti termini:

- Dallo studio della CMB e delle supernovae - eq. 3.19 e 3.22 - si ottiene

$$\Omega_M \simeq 0.27, \quad (3.24)$$

$$\Omega_\Lambda \simeq 0.73. \quad (3.25)$$

- Dallo studio della CMB e delle strutture su grande scala - eq. 3.19 e 3.23 - emerge che

$$\Omega_\Lambda \simeq 0.70 - 0.80. \quad (3.26)$$

- Infine dallo studio delle supernovae e delle strutture su grande scala - eq. 3.22 e 3.23 - si trova

$$\Omega_\Lambda \simeq 0.63 - 0.77. \quad (3.27)$$

¹⁰Nella cosmologia esso è un tipo ipotetico di materia oscura dove con il termine *fredda* si indica come essa si muova lentamente se paragonata con la velocità della luce.

Naturalmente il valore nell'eq. 3.24 è pienamente contenuto nell'intervallo dell'eq. 3.23 e la stessa situazione avviene per il valore presente nell'eq. 3.25 rispetto agli intervalli specificati nelle eq. 3.26 e 3.27.

3.3 Natura dell'energia e della materia oscura

Apparirà chiaro in questa sezione che il livello di descrizione *astrofisico* e quello *cosmologico* sono complementari in relazione della materia oscura.

Infatti l'analisi astrofisica permette di localizzare la materia oscura e di farne una stima all'interno di galassie e ammassi.

Le conclusioni che può dare sulla sua natura fisica, invece, sono particolarmente scarse. Lo studio su scala cosmica dell'universo è in grado di definire accuratamente il contributo che i vari candidati della materia oscura portano al parametro di densità cosmica Ω .

Fino ad ora non è ancora stata data una definizione accurata della materia oscura nelle pagine di questa tesi.

Generalmente con tale termine si intende quella materia che non emette radiazione elettromagnetica osservabile in nessuna banda dello spettro elettromagnetico, anche al di là della banda del visibile. Per esempio, il gas caldo negli ammassi di galassie non produce alcuna emissione ottica, ma siamo in grado di vedere la sua emissione nei raggi X e oggi sappiamo che rappresenta la maggior parte della materia barionica nell'universo. L'atteggiamento adeguato caratterizza invece le *WIMP* (Weakly Interacting Massive Particles), una classe di candidati per la materia oscura di cui parleremo nelle prossime sezioni. Esse sono particelle che interagiscono con la materia ordinaria raramente quanto i neutrini (altrimenti sarebbero già state rilevate) e che sono sufficientemente massicce e lente da consentire la formazione di strutture.

La motivazione principale per cui le *WIMP* sono teorizzate essere materia oscura è che ancora non sono state osservate in alcuna maniera. Ciò sembra suggerire che la materia oscura sia tutta quella che non produce emissione elettromagnetica e che ancora non è stata rivelata in maniera diretta.

Per evitare futura confusione, in quanto il termine "materia luminosa" è usato in contrapposizione a quello di materia oscura, l'attributo "luminoso" verrà assunto in riferimento alla banda ottica.

Le considerazioni a cui si è giunti nelle sezioni precedenti, in modo schematico, possono essere riassunte come segue:

Materia barionica - Essa è quella che emette radiazione elettromagnetica e si osservi che - secondo le eq. 3.11 e 3.14 e sapendo il valore della densità media della materia luminosa dell'universo - il parametro di densità cosmica della materia luminosa vale

$$\Omega_* \simeq 4.95 \cdot 10^{-3}. \quad (3.28)$$

Il paragone tra le eq. 3.21 e 3.28 mostra innegabilmente come la densità cosmica della materia luminosa sia di un intero ordine di grandezza minore di quella della materia barionica. Pertanto è lecito affermare che circa il 90% dei barioni esistenti non emette radiazione nella banda ottica. Questi vengono chiamati *barioni oscuri*.

Materia oscura non barionica - Mettendo a confronto le eq. 3.20 e 3.23 appare lampante che la densità della materia ordinaria è maggiore rispetto alla densità cosmica dei barioni in essa contenuta di circa 6 volte e che - anche considerando il valore minimo di Ω_M nell'eq. 3.22 - Ω_M è comunque superiore per un fattore 4. Dunque la materia ordinaria nell'universo è dominata dalla materia oscura, molto probabilmente con numero barionico nullo¹¹.

Energia oscura - Nella sezione 3.2 abbiamo visto come l'universo oggigiorno sia dominato da una forma di energia ancora totalmente ignota - l'energia oscura - a cui è associata una pressione negativa. Essa manifesta una accelerazione dell'espansione cosmica, dovuta alla gravità che produce. Sebbene nella sezione 3.1 sia supposto che tale energia sia associata al vuoto, esiste una teoria secondo cui l'energia oscura corrisponda ad un campo scalare - detto *quintessenza* - in maniera che il suo contributo al parametro di densità cosmica possa variare nel tempo.

Non sapendo cosa sia l'energia oscura, è stato ricercato cosa *non* è. Al contrario dei barioni, non emette luce e, a differenza della materia ordinaria (barionica e non), non è influenzata all'*instabilità gravitazionale*¹². Infatti la forza repulsiva che l'energia oscura stessa genera comporta che essa si distribuisca in maniera uniforme e in maniera diffusa. Di conseguenza, l'energia oscura contenuta nelle galassie e negli ammassi è totalmente trascurabile.

3.3.1 Candidati per la materia oscura

Come abbiamo visto, non esiste ancora consenso sulla natura della materia oscura, che può essere barionica o non barionica. La materia oscura barionica è quella più

¹¹I barioni hanno numero barionico pari ad 1, quindi significa che la maggior parte della materia ordinaria è *non barionica*.

¹²Tale fenomeno è una proprietà intrinseca della gravità: la materia è attratta verso le regioni a densità maggiore, continuando così ad amplificare la disomogeneità iniziale.

accreditata. Un metodo per classificare la materia oscura non barionica è dividerla in base alla sua temperatura, la quale determina anche la velocità con cui essa si sposta. La materia oscura *calda* (*Hot Dark Matter*, HDM) è composta da particelle leggere e con velocità paragonabile a quella della luce, mentre quella *fredda* (*Cold Dark Matter*, CDM) è formata da particelle pesanti e lente, la cui velocità è nettamente inferiore a quella della luce.

Nonostante non sia stata ancora osservata, alcuni candidati sono stati inevitabilmente ipotizzati. Uno dei più probabili in riferimento alla materia oscura non barionica, anche se fino ad ora mai rilevate, sono le *WIMP*, come detto in precedenza, poichè soddisfano tutti i requisiti necessari: sono previste da alcune teorie fisiche (come la supersimmetria) e sono state prodotte in grande quantità nel momento del Big Bang. Altri candidati famosi sono:

- Gli assioni, particelle teorizzate per risolvere dei problemi legati alla fisica quantistica; sembrano essere adatte come materia oscura fredda.
- I neutrini sterili, un tipo di neutrini che non interagisce con la materia attraverso la forza nucleare debole, proprio come la materia oscura; bisogna aggiungere però che la loro massa è molto piccola e non è chiaro se siano in grado di essere responsabili per tutta la materia oscura dell'universo.

Invece, come candidati per la materia oscura barionica, vengono considerati i *MACHOs* (*Massive Compact Halo Objects*), oggetti massicci come i buchi neri, nane marroni o stelle di neutroni, che non emettono abbastanza luce per essere osservati se non tramite gli effetti gravitazionali che producono. È importante annotare che altri candidati o combinazioni di quelli sopra accennati stanno tutt'oggi venendo valutati, in quanto la materia oscura ancora sfugge alla nostra comprensione.

3.4 Sub-aloni e galassie satellite

Il modello della materia oscura fredda (CDM) è un modello che si basa sulla teoria che circa il 23% dell'energia dell'Universo sia composta da particelle non barioniche che interagiscono principalmente attraverso la gravità e che, fin dalle prime epoche di formazione delle strutture, si sono mosse a velocità non relativistiche.

Sebbene questo modello spieghi perfettamente la formazione di strutture su larga scala, si riscontra una contraddizione quando vien confrontato con dei dati empirici; in particolare, quando siamo in presenza di un ricco spettro di sottostrutture all'interno di ogni alone. (Fig.12)



Figura 12: Mappa di densità della materia oscura che rappresenta la vastità di sottostrutture, predette dalle simulazioni, attorno ad un alone galattico. L’alone principale è risolto con più di un miliardo di particelle e gli oltre 10^5 sub-aloni che esso contiene sono visibili come picchi luminosi (Zemp et al. 2009).

Gli aloni massivi di CDM si formano a partire da aloni più piccoli. Quando quest’ultimi vengono a trovarsi in prossimità di un potenziale gravitazionale di un alone più grande, la loro materia viene strappata a causa delle forze mareali, dovute all’interazione di queste due strutture, e finisce nella componente di materia oscura dell’alone che li inghiottisce.

Questi processi possono continuare per miliardi di anni prima di completarsi; per questo molti aloni piccoli sopravvivono temporaneamente sotto forma di *sub-aloni* all’interno di quelli più grandi.

Secondo le simulazioni effettuate fino ad ora (Zavala et al. 2019, Zackrisson 2010), si presume che circa il 10% della massa di un alone di CDM delle dimensioni della Via Lattea sia sotto forma di sub-aloni. Se i sub-aloni fossero così comuni, il lensing gravitazionale potrebbe offrire una strada promettente per rilevarli.

Inoltre ci si aspetterebbe che le galassie nane si formino in tali situazioni prima di unirsi, il che porterebbe ad un numero elevato di galassie satellite¹³ all’interno dell’alone di ogni galassia di grandi dimensioni.

Il problema che persiste da tempo su questa teoria è che il numero di sub-aloni previsti supera notevolmente il numero di galassie nane osservate, ad esempio nella Via Lattea e Andromeda.

Ciò è famoso come il ”problema del satellite mancante”. Una mancanza analoga si è

¹³Galassie che orbitano attorno ad altre galassie, catturate dal campo gravitazionale

poi verificata anche all'interno di aloni oscuri. In realtà, i satelliti mancanti non sono altro che un aspetto di un problema più generale: la mancata corrispondenza tra i valori della funzione di massa della materia oscura per masse piccole e i valori della funzione di luminosità delle galassie nane.

La domanda: *"I sub-aloni esistono nel numero previsto dalle simulazioni CDM?"*, può avere diverse risposte con le relative implicazioni:

- I sub aloni non esistono. In questo caso i modelli che possono ridurre il numero di sub-aloni e aloni di bassa massa rilevati sono quelli a materia oscura calda, per i quali la materia oscura è sotto forma di superWIMP o quelli che invocano una materia oscura sfocata (*fuzzy*).
- I sub aloni esistono. In questo caso, per spiegare il fatto che non vengono osservati, si ricorre a processi che inibiscono direttamente la formazione di stelle negli aloni a bassa massa. Sebbene risolva il problema del satellite mancante, un'implicazione di tali processi sarebbe che una vasto numero di sub-aloni CDM di bassa massa, che non ospitano popolazioni stellari o sono molto deboli, dovrebbe essere ancora scoperta.
- I sub aloni esistono, ma non in nostra prossimità. L'ultima possibilità è che l'ampia dispersione da alone ad alone nella frazione di massa dei sub-aloni possa aver condotto la Via Lattea e Andromeda all'interno di aloni CDM con un numero insolitamente basso di sub aloni rispetto alla media cosmica. Ciò implicherebbe che un gran numero di sub aloni di CDM dovrebbe essere in attesa di essere scoperta nelle vicinanze di galassie più lontane.

Nel caso i sub aloni esistano, il lensing sarebbe in grado di rilevare anche quelli più deboli, non percepibili con altri metodi tradizionali. Altrimenti l'assenza di effetti di lensing prodotti da sub-aloni sarebbe la prova della loro non esistenza. (Zackrisson, 2009)

3.5 MOND, Modified Newtonian Dynamics

L'ipotesi della massa nascosta (*Hidden Mass Hypothesis*, HMH) spiega la dinamica all'interno di galassie singole e di sistemi di galassie, ipotizzando che gran parte della massa in essi contenuta non sia ancora stata osservata.

Tuttavia, assumendo tale idea, per spiegare le osservazioni è necessario fare ipotesi ad hoc sulla natura della massa nascosta e sulla sua distribuzione nello spazio.

Considerando la regolarità dei dati raccolti fino ad oggi sono state ovviamente ponde-rate alternative alla HMH.

Per determinare la massa dinamica nelle galassie viene fatto uso di una relazione viriale della forma $V^2 = MGr^{-1}$, dove V è la velocità tipica delle particelle nel sistema, M è la massa da determinare, r è dell'ordine delle dimensioni del sistema e G è la costante gravitazionale. Essa si basa su tre assunti che vengono presi veri anche nel regime non relativistico:

- (a) La forza che governa la dinamica è la gravità.
- (b) La forza gravitazionale che agisce su una particella dipende dalla massa e dalla distribuzione di massa.
- (c) La seconda legge di Newton¹⁴ è valida.

Inoltre, si suppone che la velocità delle particelle sia misurata correttamente e vengono fatte ipotesi sulla natura dei sistemi studiati (il loro essere sistemi vincolati isolati, che è alla base del teorema del viriale)

È stato teorizzato da molti che la massa nascosta non sia tanta quanto le previsioni suggeriscono e che ciò sia dovuto ad una sovrastima delle masse gravitazionali alla ba-se della relazione viriale. Tale sovrastima può derivare da una o più delle ipotesi (a)-(c).

Ad esempio, queste ipotesi si basano su risultati ottenuti in laboratorio o dal nostro sistema solare. Il punto è che i vari parametri che vengono assunti nei sistemi galattici differiscono di molti ordini di grandezza da quelli in laboratorio. È possibile che deviazioni dalle ipotesi (a)-(c), importanti per le dinamiche delle galassie, siano sfuggite alle analisi ed osservazioni effettuate.

La prima problematica che potrebbe venire in mente è che la dipendenza dalla distanza della forza gravitazionale si discosti dalle leggi di gravitazione di Newton ($F = Gm_1m_2/R^2$).

Milgrom considerò la possibilità che la seconda legge di Newton non descrivesse

¹⁴L'accelerazione di un oggetto è direttamente proporzionale alla forza risultante agente su di esso e inversamente proporzionale alla sua massa.

il moto degli oggetti nelle condizioni che prevalgono nelle galassie. In particolare, suppose che il termine di inerzia non fosse proporzionale all'accelerazione dell'oggetto, ma piuttosto una funzione più generale di essa. Partendo da ipotesi semplificative, egli ha ottenuto la formula

$$F = m\mu \left(\frac{a}{a_0} \right) a$$

Dove F è la forza Newtoniana, m è la massa dell'oggetto, a è la sua accelerazione, $\mu(x)$ è una funzione non ancora specificata, chiamata *funzione interpolatrice* e a_0 è una costante fondamentale che rappresenta la transizione dal regime Newtoniano a quello modificato, che viene chiamato *Modified Newtonian Dynamics* (MOND).

Affinchè la dinamica di Newton sia mantenuta è necessario che $\mu(x) \rightarrow 1$ nel caso in cui $x \gg 1$ e che $\mu(x) \rightarrow x$ se $x \ll 1$. Al di fuori di questi valori il comportamento di tale funzione non è specificato dalle ipotesi ma, in maniera empirica, si può almeno restringere.

Dalle verifiche effettuate, l'uso di questa formula modificata eliminerebbe la necessità di assumere l'esistenza della massa nascosta e inoltre un certo numero di regolarità osservate delle proprietà delle galassie risulta naturalmente utilizzando tale equazione.

Da sola però la legge di Milgrom non costituisce una teoria fisica, ma piuttosto una variante empirica delle equazioni della meccanica classica e non è sufficiente per essere un contendente solido alla ipotesi della materia oscura, almeno per ora.

3.6 Studi sull'energia e sulla materia oscura

Il periodo in cui viviamo è uno dei entusiasmanti per quanto riguarda la comprensione dell'Universo.

Il concetto di materia oscura come componente dell'Universo risale agli anni '70, a seguito dalla constatazione che le galassie sono circondate da aloni invisibili. Grazie all'abbondanza di elementi luminosi creatisi nel Big Bang e all'assenza di risultati nelle indagini di microlensing galattico è sensato, sebbene non certo, affermare che la materia oscura sia non barionica.

I modelli di formazione della struttura potrebbero spiegare correttamente la distribuzione su larga scala delle galassie se questa materia non barionica fosse costituita da particelle massicce non relativistiche (ossia i cui moti hanno velocità nettamente minori rispetto a quella della luce), dette "fredde". Negli ultimi 50 anni di ricerche nessuno è mai riuscito ad individuare la particella di materia oscura.

Considerando i risultati ottenuti negli ultimi anni grazie alle lenti gravitazionali, sia forti che deboli, che hanno arricchito sostanziosamente la nostra conoscenza sulla distribuzione e sulla quantità della materia oscura, è lecito chiedersi che cosa potranno offrire in futuro queste tecniche.

La distribuzione spaziale della materia oscura su piccole e grandi scale è definita tramite osservazioni astronomiche ed è prevista anche dalla teoria in termini dello spettro di scale fisiche, su cui fluttua la densità della materia oscura stessa.

Se inserito in simulazioni numeriche, lo spettro di fluttuazioni della densità cresce con il tempo fino a riprodurre perfettamente la distribuzione osservabile oggi nelle galassie dell'Universo.

Su grandi scale, il lensing debole ha mostrato la capacità di misurare la distribuzione della materia oscura, come visto nella sezione 2.2.1 dando così conferma all'idea secondo cui essa è alla base della formazione delle strutture.

Invece su piccole scale, il paradigma della materia oscura fredda diverge dalle osservazioni effettuate (Kravtsov 2010): attorno a galassie grandi come la nostra Via Lattea, dovrebbero trovarsi numerose galassie nane, ma così non è.

Se questa si tratta di una falla fondamentale nell'ambito della materia oscura può essere verificato cercando direttamente gli aloni oscuri (piuttosto che contando le galassie nane visibili, che rappresentano un test indiretto).

Questa rassegna storica ha dimostrato che un primo passo tecnico avanti nel lensing gravitazionale è stato possibile grazie ad una maggiore attenzione alle caratteristiche debolemente rilevate per mezzo di una lente: lenti efficaci e grandi telescopi ci hanno permesso di vedere archi giganti e quasar distanti a immagini multiple.

Un miglioramento della risoluzione angolare è stato il secondo passo avanti a livello tecnico: le immagini del Telescopio Spaziale Hubble hanno risolto le lenti nella ricerca SLACS e il miglioramento delle immagini a terra permette di individuare la distorsione cosmica (*cosmic shear*), una conseguenza del lensing debole su strutture a larga scala.

La rivoluzione nella qualità delle immagini non si è fermata, anzi... Euclid è un telescopio spaziale lanciato a luglio 2023 che ha come missione quella di tracciare una mappa tridimensionale dell'universo studiando le forme distorte dal lensing debole di miliardi di galassie, durante un arco di tempo di 10 miliardi di anni, ciò approfondirà in modo particolare proprio la nostra conoscenza attuale dell'Universo oscuro.

Una nuova generazione di grandi telescopi ottici/infrarossi (ad esempio



Figura 13: L'immagine di novembre 2023 mostra migliaia di galassie dell'ammasso di Perseo, osservate come mai prima d'ora, e oltre 100 000 galassie di fondo, ognuna con miliardi di stelle al suo interno. (Credit: ESA/Euclid/Euclid Consortium/NASA)

<http://www.tmt.org>) invece è in fase di costruzione e servirà a fornire dati a più alta risoluzione. Anche per lunghezze d'onda radio, dove l'oscuramento dovuto alla polvere intergalattica e interstellare è minimo, (www.skatelescope.org) si stanno costruendo sempre più interferometri per ottenere risoluzioni angolari maggiori, ottenendo così immagini più dettagliate.

Questo cambiamento nella qualità delle immagini promette grandi progressi nel tracciamento di materia oscura su piccola scala e magari anche nell'indagine sulla natura di tale particella.

Uno dei mezzi più potenti sarà il *milli-lensing*: l'analisi dettagliata delle posizioni e dei flussi di sorgenti a immagini multiple osservate ad alto redshift.

Quando la luce di una sorgente viene fortemente distorta da una galassia in primo piano, gli errori di posizione e i flussi anomali dell'immagine (a confronto con le previsioni di un modello standard) contengono preziose informazioni sulla distribuzione degli aloni a massa molto bassa ($< 10^9$ masse solari) vicino alla galassia che fa da lente (Metcalf & Madau 2001; McKean et al. 2007).

In aggiunta, la struttura fine è indotta allo stesso modo in immagini estese di lenti, ad esempio gli archi situati negli ammassi di lenti. Tali ricerche sulla distribuzione su scala fine della materia oscura necessitano di una elevata risoluzione angolare, a lunghezze d'onda radio o vicino infrarosso, e un estensivo monitoraggio di centinaia di sorgenti con il lensing. Attualmente, però, il numero di sistemi di lenti ben modellizzati è troppo esiguo; sarà d'obbligo intraprendere ricerche per trovare campioni molto più ampi e ci si sta già muovendo verso questa direzione.

Il termine energia oscura è stato inventato per nascondere la nostra ignoranza riguardo tale proprietà dello spazio.

Una teoria che sta guadagnando sempre più sostenitori suppone che l'energia oscura possa essere una illusione derivante da una descrizione incompleta della gravità di Einstein. Come all'inizio del XX secolo i fisici erano riluttanti ad abbandonare la fisica newtoniana, così potrebbe ripetersi la storia per la relatività generale oggi. In ogni caso risolvere i problemi dell'energia oscura offre la prospettiva di una rivisitazione dell'Universo e di come lo possiamo comprendere.

Come spesso accade quando i dati sono scarsi, le teorie sull'energia oscura abbondano.

Anche in questo caso a porre un limite alle numerose teorie, provando a ritracciare le proprietà dell'energia oscura, potrà essere il lensing gravitazionale.

In quanto l'energia oscura si oppone alla gravità, essa rallenta la crescita della struttura: quindi, una stima della crescita dello spettro delle fluttuazioni di densità della materia oscura in funzione del tempo cosmico racchiude la spiegazione al conflitto tra queste due forze e potrebbe permetterci di individuare la natura della energia oscura.

Attualmente si stanno costruendo mappe tridimensionali dell'Universo in continuo miglioramento, contenenti informazioni sulla sua crescita in funzione del tempo e, di conseguenza, anche dell'energia oscura in esso onnipresente.

In questo senso sono state d'aiuto le immagini multicolore delle galassie di fondo che ci hanno consentito di ottenere delle mappe della materia oscura in tempo cosmico. I primi risultati (Massey et al. 2007b) hanno dimostrato che questa tomografia¹⁵ del lensing debole è fattibile, ma deve essere condotta su aree di cielo sufficientemente ampie per ottenere dei risultati sensati. Anche in tal caso, la sfida è stata a livello

¹⁵Una tecnica per visualizzare una rappresentazione di una sezione trasversale di un oggetto solido utilizzando raggi X o ultrasuoni

tecnico: costruire una struttura che sia in grado di raggiungere l'acutezza d'immagine necessaria per rilevare le piccole distorsioni da lensing e di scansionare enormi aree di cielo.

Il Vera Rubin Telescope è una struttura a terra che certamente affronterebbe questa sfida, non appena la sua costruzione, prevista per il 2025-26, sarà portata a termine. Tuttavia, molti ritengono che a realizzare appieno le potenzialità del lensing gravitazionale sarà il Field Infrared Survey Telescope, che verrà lanciato tra 3 anni, almeno nelle lunghezze d'onda dell'infrarosso.

Appendice A

Appendice - Localizzare pianeti extrasolari

Anche se non ha direttamente risolto il quesito della materia oscura, il monitoraggio delle stelle al centro della Galassia (luogo dove la profondità ottica è 20 volte superiore che in direzione delle Nubi di Magellano) ha analizzato quasi un migliaio di possibili eventi ed è un modo unico per calcolare l'abbondanza di pianeti extrasolari.

Ancora una volta, l'idea fu proposta da Bohdan Paczynski.

Nel caso in cui la lente sia composta da una stella assieme ad un pianeta che la orbita, la curva di luce è diversa da quella prevista per una lente singola. Un fenomeno di questo tipo è stato osservato da Bond et al. (2004) per la prima volta, portando alla scoperta di un pianeta di massa 1,5 volte quella di Giove.

Ad oggi, sono stati rilevati tramite microlensing 141 pianeti extrasolari con masse variabili da 2 masse terrestri a 15 volte la massa di Giove approssimativamente (*Nasa exoplanet archive*).

Infine, il metodo del microlensing è unico tra i metodi di rilevamento degli esopianeti per una serie di aspetti:

1. L'ampiezza dei segnali di microlensing planetario è grande ed è approssimativamente indipendente dalla massa planetaria. Invece, l'allineamento sorgente-lente necessario per ottenere un segnale planetario rilevabile, dipende dal rapporto di massa pianeta-stella, q , e quindi la probabilità di un segnale planetario rilevabile scala come $\sim q$.
2. Questa scala della probabilità di rilevamento di un pianeta con il rapporto di massa, q , è più bassa rispetto alle curve di sensibilità di altri metodi, quindi il microlensing è più sensibile ai pianeti di bassa massa rispetto ad altri metodi. La sensibilità del metodo di ricerca dei pianeti tramite microlensing si estende fino a $0,1 M_{\oplus}$.
3. Il microlensing è più sensibile ai pianeti a separazioni orbitali di 1,5 - 4 UA.

Questo intervallo di separazioni corrisponde anche alla "linea della neve", dove la formazione dei pianeti è più efficiente secondo il modello di accrescimento del nucleo.

4. Il microlensing è l'unico metodo di rilevamento dei pianeti che è sensibile ai vecchi pianeti liberi, che sono stati espulsi dal campo potenziale gravitazionale delle loro stelle madri attraverso lo scattering pianeta-pianeta. La teoria prevede che tali pianeti possano essere piuttosto comuni e il microlensing dal suolo può rilevare pianeti giganti gassosi liberi, mentre per rilevare pianeti terrestri liberi è necessaria un'indagine spaziale.
5. Poiché il metodo del microlensing non si basa sulla luce della stella ospite per individuare i suoi pianeti, si possono rilevare pianeti in orbita attorno a stelle non visibili.
6. Un'indagine di microlensing spaziale fornirebbe un censimento statistico quasi completo dei pianeti extrasolari con masse fino a $0,1M_{\oplus}$ a tutte le separazioni $\geq 0,5$ UA. Questo include gli analoghi di tutti i pianeti del Sistema Solare, ad eccezione di Mercurio.

Il microlensing gravitazionale si differenzia da altre tecniche di ricerca di pianeti extrasolari per una serie di aspetti. Si tratta di un metodo puramente gravitazionale che non si basa sulla rilevazione di fotoni provenienti dal pianeta o dalla sua stella ospite. Mentre la maggior parte degli esopianeti conosciuti è stata scoperta con il metodo della velocità radiale Doppler¹, i primi risultati del metodo del microlensing indicano che i pianeti freddi, di massa super-Terra o sub-Nettuno, sono più rappresentativi dei tipici pianeti extrasolari rispetto agli oltre 800 esopianeti scoperti con le velocità radiali.

¹Esso comporta l'osservazione dello spostamento Doppler nello spettro di una stella attorno alla quale orbita un pianeta.

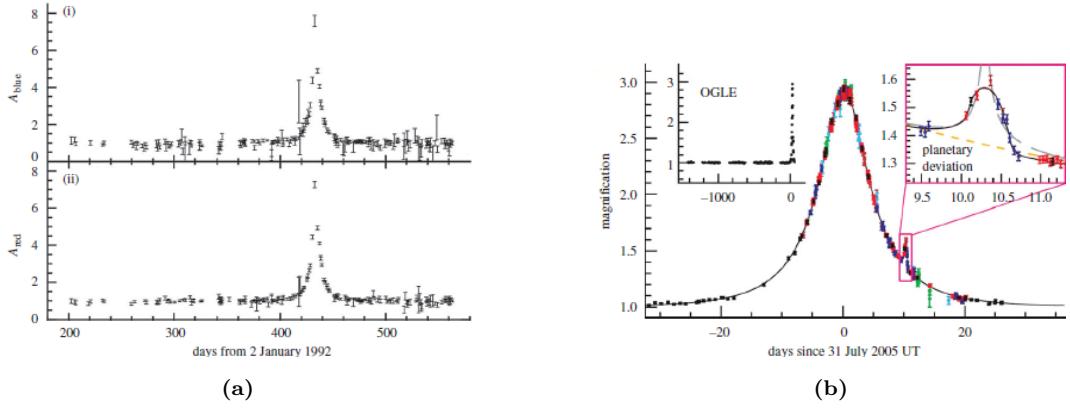


Figura 14: (a) Evento di microlensing precoce dell’alone dal progetto MACHO (Alcock et al. 1993). La mancanza di variazioni cromatiche nelle curve di luce (i) blu e (ii) rossa, assieme alla durata dell’evento, indicano che la lente sarà un oggetto compatto non visibile in linea di vista di circa 0,1 masse solari. Sono stati rilevati troppo pochi eventi di questo tipo perché la materia oscura della Via Lattea sia composta da tali oggetti.(Alcock et al., 1993 Possible gravitational microlensing of a star in the Large Magellanic Cloud)

(b) Individuazione di un esopianeta di bassa massa (OGLE 2005-BLG-390LB) attraverso una perturbazione della curva di luce del microlensing (Beaulieu et al. 2006). Fonti del set di dati: nero, OGLE; verde, Robonet; azzurro, Canopus; rosso, Danish; blu scuro, Perth; marrone, MOA.

Bibliografia

- [Alc93] C. Alcock. “Possible gravitational microlensing of a star in the Large Magellanic Cloud”. In: *Nature* 365 (1993), pp. 621–623. DOI: [10.1038/365621a0](https://doi.org/10.1038/365621a0).
- [Ast06] P. Astier. “The Supernova Legacy Survey: measurement of ΩM , $\Omega \Delta$ and w from the first year data set”. In: *Astron. Astrophys* 447 (2006), pp. 31–48. DOI: [10.1051/0004-6361:](https://doi.org/10.1051/0004-6361:)
- [Aub93] E. Aubourg. “Evidence for gravitational microlensing by dark objects in the Galactic halo”. In: *Nature* 365 (1993), pp. 623–625. DOI: [10.1038/365623a0](https://doi.org/10.1038/365623a0).
- [BRE00] D. Bacon, A. Refregier e R.S. Ellis. “Detection of weak gravitational lensing by large-scale structure”. In: *Mon. Not. R. Astron. Soc* 318 (2000), pp. 625–640. DOI: [10.1046/j.1365-8711.2000.03851.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2000.03851.x).
- [BS01] M. Bartelmann e P. Schneider. “Weak gravitational lensing”. In: *Phys. Rep* 340 (2001), pp. 291–472. DOI: [10.1016/S0370-1573\(00\)00082-X](https://doi.org/10.1016/S0370-1573(00)00082-X).
- [Bea06] J.-P. Beaulieu. “Discovery of a cool planet of 5.5 Earth masses through gravitational microlensing”. In: *Nature* 439 (2006), pp. 437–440. DOI: [10.1038/nature04441](https://doi.org/10.1038/nature04441).
- [Ben08] David P. Bennett. “Detection of Extrasolar Planets by Gravitational Microlensing”. In: *Exoplanets: Detection, Formation, Properties, Habitability*. Springer Berlin Heidelberg, 2008, pp. 47–50. DOI: [10.1007/978-3-540-74008-7_3](https://doi.org/10.1007/978-3-540-74008-7_3). URL: https://doi.org/10.1007/978-3-540-74008-7_3.
- [Bol+08] A. Bolton et al. “The Sloan Lens ACS Survey. V. The full ACS strong-lens sample.” In: *Astrophys. J* 682 (2008), pp. 964–984. DOI: [10.1086/589327](https://doi.org/10.1086/589327).
- [Bon04] I. Bond. “OGLE 2003-BLG-235/MOA 2003-BLG-53: a planetary micro-lensing event”. In: *Astrophys. J. Lett* 606 (2004), pp. 155–158. DOI: [10.1086/420928](https://doi.org/10.1086/420928).

- [BBS96] T. Brainerd, R.D. Blandford e I. Smail. “Weak gravitational lensing by galaxies”. In: *Astrophys. J.* 466 (1996), pp. 623–637. DOI: [10 . 1086 / 177537](https://doi.org/10.1086/177537).
- [Cla07] B. Clarke C. e Carswell. *Principles of astrophysical fluid dynamics*. Cambridge, England, 2007.
- [Clo+06] M. Clowe D. Bradac et al. “A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter”. In: *The Astrophysical Journal* 648 (2006), pp. L109–L113. DOI: [10 . 1086 / 508162](https://doi.org/10.1086/508162).
- [Dok+23] Pieter van Dokkum et al. “A massive compact quiescent galaxy at $z=2$ with a complete Einstein ring in JWST imaging”. In: (2023). arXiv: [2309 . 07969 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/2309.07969). URL: <https://arxiv.org/abs/2309.07969>.
- [DED20] F.W. Dyson, A.S. Eddington e C. Davidson. “A determination of the deflection of light by the Sun’s gravitational field, from observations made at the total eclipse of May 29, 1919”. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A* 220 (1920), p. 291.
- [Ein16] A. Einstein. “Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie”. In: *Ann. Phys* 354 (1916), pp. 769–822. DOI: [10 . 1002 / andp . 19163540702](https://doi.org/10.1002/andp.19163540702).
- [Ein36] A. Einstein. “Lens-like action of a star by the deviation of light in the gravitational field”. In: *Science* 84 (1936), pp. 506–507. DOI: [10 . 1126 / science . 84 . 2188 . 506](https://doi.org/10.1126/science.84.2188.506).
- [Ell10] R. Ellis. “Gravitational lensing: A unique probe of dark matter and dark energy”. In: *Philosophical transactions. Series A, Mathematical, physical, and engineering sciences* 368 (2010), pp. 967–87. DOI: [10 . 1098 / rsta . 2009 . 0209](https://doi.org/10.1098/rsta.2009.0209).
- [Ell08] R. Ellis. “Scientific opportunities for 30 meter class optical telescopes”. In: *J. Lett* 560 (2008). A cura di D. York). Ellis et al., pp. 119–122. DOI: [10 . 1086 / 324423](https://doi.org/10.1086/324423).
- [Ell+09] R. Ellis et al. “years on—the 1919 eclipse expedition at Príncipe”. In: *Astron. Geophys* 90 (2009), pp. 4 12–4 15. DOI: [10 . 1111 / j . 1468 - 4004 . 2009 . 50412 . x](https://doi.org/10.1111/j.1468-4004.2009.50412.x).
- [Fis00] P. Fischer. “(The SDSS Collaboration) Weak lensing with Sloan Digital Sky Survey commissioning data: the galaxy-mass correlation function to 1 h^{-1} Mpc”. In: *Astron. J.* 120 (2000), pp. 1198–1208. DOI: [10 . 1086 / 301540](https://doi.org/10.1086/301540).

- [Ghi24] V. Ghirardini. *The SRG/eROSITA All-Sky Survey: Cosmology Constraints from Cluster Abundances in the Western Galactic Hemisphere*. 2024. arXiv: [2402.08458 \[astro-ph.CO\]](https://arxiv.org/abs/2402.08458).
- [Gun65] J.E. Gunn. “A mathematical framework for discussing the statistical distribution of galaxies in space and its cosmological implications”. PhD thesis, 1965.
- [Gun67] J.E. Gunn. “On the propagation of light in inhomogeneous cosmologies”. In: *I. Mean effects. Astrophys. J* 150 (1967), pp. 737–753. DOI: [10.1086/149378](https://doi.org/10.1086/149378).
- [Hut02] D. Huterer. “Weak lensing and dark energy”. In: *Phys. Rev D* 65 (2002), p. 063001. DOI: [10.1103/PhysRevD.65.063001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.65.063001).
- [Kai92] N. Kaiser. “Weak gravitational lensing of distant galaxies”. In: *Astrophys. J* 388 (1992), pp. 272–286. DOI: [10.1086/171151](https://doi.org/10.1086/171151).
- [KSB95] N. Kaiser, G. Squires e T.J. Broadhurst. “A method for weak lensing observations”. In: *Astrophys. J* 449 (1995), pp. 460–475. DOI: [10.1086/176071](https://doi.org/10.1086/176071).
- [Kne+04] J.-P. Kneib et al. “A probable $z \sim 7$ galaxy strongly lensed by the rich cluster A2218: exploring the dark ages”. In: *Astrophys. J* 607 (2004), pp. 679–703. DOI: [10.1086/386281](https://doi.org/10.1086/386281).
- [Koo+06] L.V.E. Koopmans et al. “The Sloan Lens ACS Survey. III. The structure and formation of early-type galaxies and their evolution since $z \approx 1$ ”. In: *Astrophys. J* 649 (2006), pp. 599–615. DOI: [10.1086/505696](https://doi.org/10.1086/505696).
- [Kra10] A.V. Kravtsov. “Dark matter substructure and dwarf galactic satellites”. In: *Adv. Astron* 281913 (2010). DOI: [10.1155/2010/281913](https://doi.org/10.1155/2010/281913).
- [Lap95] P. Laplace. *Exposition Du Système Du Monde*. Paris: Cercle-Social, 1795.
- [Mas7b] R.J. Massey. “COSMOS: three-dimensional weak lensing and the growth of structure”. In: *Astrophys. J Suppl.* 172 (2007b), pp. 239–253. DOI: [10.1086/516599](https://doi.org/10.1086/516599).
- [Mas7a] R.J. Massey. “Dark matter maps reveal cosmic scaffolding”. In: *Nature* 445 (2007a), pp. 286–290. DOI: [10.1038/nature05497](https://doi.org/10.1038/nature05497).
- [McK+07] J.P. McKean et al. “High-resolution imaging of the anomalous flux ratio gravitational lens system CLASS B2045+265: dark or luminous satellites?” In: *Mon. Not. R. Astron. Soc* 378 (2007), pp. 109–118. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2007.11744.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.11744.x).

- [MM01] R.B. Metcalf e P. Madau. “Compound gravitational lensing as a probe of dark matter substructure within galaxy halos”. In: *Astrophys. J* 563 (2001), pp. 9–20. DOI: [10.1086/323695](https://doi.org/10.1086/323695).
- [Mic84] J. Michell. “On the means of discovering the distance, magnitude, & c. of the fixed stars, in consequence of the diminution of the velocity of their light, in case such a diminution should be found to take place in any of them, and such other data should be procured from observations, as would be farther necessary for that purpose”. In: *By the Rev. John* 74 (1784). A cura di B.D.F.R.S.In a Letter to Henry Cavendish Michell, Esq F.R. S. e A. S, p. 35.
- [Mil83] M. Milgrom. “A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis.” In: *apj* 270 (1983), pp. 365–370. DOI: [10.1086/161130](https://doi.org/10.1086/161130).
- [NKS02] P. Natarajan, J.-P. Kneib e I. Smail. “Evidence for tidal stripping of dark matter halos in massive cluster lenses”. In: *Astrophys. J. Lett* 580 (2002), pp. 11–15. DOI: [10.1086/345399](https://doi.org/10.1086/345399).
- [Nat+09] P. Natarajan et al. “The survival of dark matter halos in the cluster Cl 0024+16”. In: *Astrophys. J* 693 (2009), pp. 970–983. DOI: [10.1088/0004-637X/693/1/970](https://doi.org/10.1088/0004-637X/693/1/970).
- [Pac86] B. Paczynski. “Gravitational microlensing by the Galactic halo”. In: *Astrophys. J* 304 (1986), pp. 1–5. DOI: [10.1086/164140](https://doi.org/10.1086/164140).
- [Par+07] L.C. Parker et al. “The masses and shapes of dark matter halos from galaxy–galaxy lensing in the CFHT Legacy Survey”. In: *Astrophys. J* 669 (2007), pp. 21–31. DOI: [10.1086/521541](https://doi.org/10.1086/521541).
- [Per99] S. Perlmutter. “Measurements of Ω and Λ from 42 high-redshift supernovae”. In: *Astrophys. J* 517 (1999), pp. 565–586. DOI: [10.1086/307221](https://doi.org/10.1086/307221).
- [Ref09] A. Refregier. “OBSERVING THE DARK UNIVERSE WITH EUCLID - CONFERENCE PRESENTATIONS”. In: 2009.
- [Ref03] A. Refregier. “Weak gravitational lensing by large-scale structure”. In: *Annu. Rev. Astron. Astrophys* 41 (2003), pp. 645–668. DOI: [10.1146/annurev.astro.41.111302.102207](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.41.111302.102207).
- [Rie98] A.G. Riess. “Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant”. In: *Astron. J* 116 (1998), pp. 1009–1038. DOI: [10.1086/300499](https://doi.org/10.1086/300499).

- [Ron04] M. Roncadelli. “Aspetti astrofisici della materia oscura”. In: (2004), pp. 180–216.
- [SS04] D. Scott e G. Smoot. “Cosmic Background Radiation Mini-Review”. In: (2004).
- [She04] E.S. Sheldon. “The galaxy-mass correlation function measured from weak lensing in the Sloan Digital Sky Survey”. In: *Astron. J* 127 (2004), pp. 2544–2564. DOI: [10.1086/383293](https://doi.org/10.1086/383293).
- [Sta+08] D.P. Stark et al. “The formation and assembly of a typical star-forming galaxy at redshift $z \sim 3$ ”. In: *Nature* 455 (2008), pp. 775–777. DOI: [10.1038/nature07294](https://doi.org/10.1038/nature07294).
- [Tis07] P. Tisserand. “Limits on the Macho content of the Galactic halo from the EROS-2 survey of the Magellanic Clouds”. In: *Astron. Astrophys* 469 (2007), pp. 387–404. DOI: [10.1051/0004-6361:](https://doi.org/10.1051/0004-6361:)
- [Tre22] T. Treu. “Strong lensing by galaxies”. In: *Annu. Rev. Astron. Astrophys* (2022).
- [Tuc+98] W. Tucker et al. “1E 0657-56: A Contender for the Hottest Known Cluster of Galaxies”. In: *apjl* 496 (1998), pp. L5–L8. DOI: [10.1086/311234](https://doi.org/10.1086/311234).
- [TWV90] J.A. Tyson, R.A. Wenk e F. Valdes. “Detection of systematic gravitational lens galaxy image alignments—mapping dark matter in galaxy clusters”. In: *Astrophys. J. Lett* 349 (1990), pp. 1–4. DOI: [10.1086/185636](https://doi.org/10.1086/185636).
- [Wae00] L. Waerbeke. “Detection of correlated galaxy ellipticities from CFHT data: first evidence for gravitational lensing by large-scale structures”. In: *Astron. Astrophys* 358 (2000), pp. 30–44.
- [Wit+00] D.M. Wittman et al. “Detection of weak gravitational lensing distortions of distant galaxies by cosmic dark matter at large scales”. In: *Nature* 405 (2000), pp. 143–148. DOI: [10.1038/35012001](https://doi.org/10.1038/35012001).
- [Yor00] D.G. York. “The Sloan Digital Sky Survey: technical summary”. In: *Astron. J* 120 (2000), pp. 1579–1587. DOI: [10.1086/301513](https://doi.org/10.1086/301513).
- [ZR10] E. Zackrisson e T. Riehm. “Gravitational Lensing as a Probe of Cold Dark Matter Subhalos”. In: *Advances in Astronomy* 2010 (2010), pp. 1–14. DOI: [10.1155/2010/478910](https://doi.org/10.1155/2010/478910).
- [ZF19] Jesús Zavala e Carlos S. Frenk. “Dark Matter Haloes and Subhaloes”. In: *Galaxies* 7.4 (2019).

- [Zem+09] M. Zemp et al. “The graininess of dark matter haloes”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 394.2 (2009), pp. 641–659. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2008.14361.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.14361.x).
- [Zwi37] F. Zwicky. “Nebulae as gravitational lenses”. In: *Phys. Rev* 51 (1937), pp. 290–290. DOI: [10.1103/PhysRev.51.290](https://doi.org/10.1103/PhysRev.51.290)).

Ringraziamenti

Qui possiamo ringraziare il mondo intero!!!!

Ovviamente solo se uno vuole, non è obbligatorio.