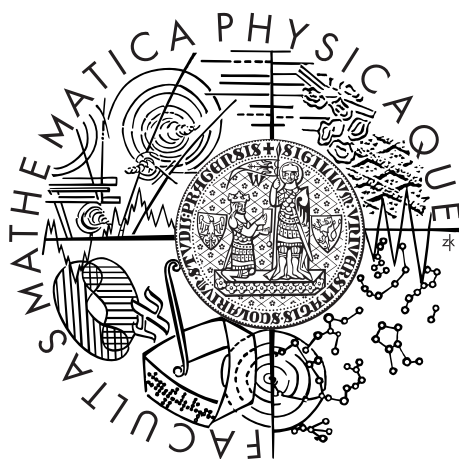


Univerzita Karlova v Praze  
Matematicko-fyzikální fakulta

## BAKALÁŘSKÁ PRÁCE



Michal Vraštil

## Temná hmota

Astronomický ústav UK

Vedoucí bakalářské práce: doc. RNDr. Attila Mészáros, DrSc.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Obecná fyzika

Praha 2013

Rád bych zde poděkoval svému vedoucímu, doc. A. Mészárosovi, za cenné rady a připomínky k práci stejně jako za možnost vůbec zpracovat toto téma. Dále bych rád vyjádřil své díky prof. M. Křížkovi za velmi pečlivé a důkladné pročtení práce, jeho připomínky a návrhy, které se jistě odrazily ve výsledné kvalitě práce.

Dále bych rád poděkoval V. Novotnému za poskytnuté materiály, které mi zejména v počátku psaní velmi pomohly. Závěrem bych chtěl poděkovat své rodině jak za poskytnuté rady k práci, tak i za podporu během studií.

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracoval samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů.

Beru na vědomí, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platném znění, zejména skutečnost, že Univerzita Karlova v Praze má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle §60 odst. 1 autorského zákona.

V ..... dne .....

Podpis autora

Název práce: Temná hmota

Autor: Michal Vraštil

Katedra: Astronomický ústav UK

Vedoucí bakalářské práce: doc. RNDr. Attila Mészáros, DrSc., Astronomický ústav UK

Abstrakt: Temná látka tvořící přibližně 85% hmoty je nedílnou součástí našeho vesmíru. Jak četná astronomická pozorování na různých škálách vesmíru, tak i teoretické modely dokazují, že se zde nachází více hmoty, než jsme schopni přímo vidět. V tomto přehledu popisují významné historické události a observační data od dob Zwickyho po současnost vedoucí k dnešnímu pohledu na temnou hmotu. V práci jsou dále představeny kosmologické důsledky přítomnosti temné hmoty - její vliv na formování struktur vesmíru a odraz ve fluktuacích reliktního záření. Zmiňuji zde i možné kandidáty na temnou hmotu - malý příspěvek baryonové látky a hlavní kandidáty na nebaryonovou látku. Kromě možných nových částic vysvětlující chybějící hmotu popisují i alternativy k teorii gravitace, které žádnou hmotu navíc nepotřebují, zejména se pak věnuji velmi úspěšné teorii MOND. Nakonec pak uvádím i stručný přehled dnešních možností přímého či nepřímého pozorování temné hmoty.

Klíčová slova: temná hmota, kosmologie, MOND, observační data

Title: Dark Matter

Author: Michal Vraštil

Department: Astronomical Institute of Charles University

Supervisor: doc. RNDr. Attila Mészáros, DrSc., Astronomical Institute of Charles University

Abstract: The dark matter constituting approximately 85% of the mass is an integral part of our universe. As many astronomical observations at different scales of space so the theoretical models show that there is more matter than we can see directly. This overview describes the major historical events and observational data from the time of Zwicky to the present leading to today's view on the dark matter. The paper further describes the cosmological implications of the presence of dark matter - its impact on the formation of structures in the universe and reflection of fluctuations in the cosmic background radiation. Here I describe possible candidates for dark matter - a small contribution of baryonic matter and the main candidates among non-baryonic matter. In addition to possible new particles explaining the missing mass I describe alternatives to the theory of gravity, which do not require any extra matter, in particular, I deal with a very successful theory of MOND. At the end I mention a brief overview of today's possibilities of direct or indirect observation of dark matter.

Keywords: dark matter, cosmology, MOND, observational data

# Obsah

<b>1</b>	<b>Úvod</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Observační data</b>	<b>4</b>
2.1	Raná historie: 1844–1963 . . . . .	4
2.1.1	První pozorování . . . . .	4
2.1.2	Zwicky a pozorování kupy Coma . . . . .	4
2.1.3	Chybějící hmota na galaktických škálách . . . . .	5
2.1.4	Radioastronomie . . . . .	7
2.2	Moderní éra temné hmoty: 1967–1993 . . . . .	8
2.2.1	Stabilita galaktických disků . . . . .	8
2.2.2	Temné halo . . . . .	10
2.2.3	Rozlehlé rotační křivky . . . . .	11
2.2.4	Kosmologie a astročásticová fyzika . . . . .	15
2.2.5	Chybějící hmota v kupách galaxií . . . . .	15
2.3	Současná doba: 1998–2013 . . . . .	20
2.3.1	Urychlená expanze vesmíru . . . . .	20
2.3.2	CDMS Experiment . . . . .	20
2.3.3	DAMA Experiment . . . . .	22
2.3.4	Družice Planck . . . . .	22
2.3.5	ADMX Experiment . . . . .	23
2.3.6	AMS Experiment . . . . .	23
<b>3</b>	<b>Teorie</b>	<b>25</b>
3.1	Limity na temnou hmotu . . . . .	25
3.1.1	Primordiální nukleosyntéza . . . . .	25
3.1.2	Reliktní záření . . . . .	26
3.1.3	Formování struktur vesmíru . . . . .	28
3.2	Baryonová temná hmota . . . . .	31
3.2.1	Červení trpaslíci, hnědí trpaslíci, bílí trpaslíci . . . . .	31
3.2.2	Černé díry, neutronové hvězdy . . . . .	31
3.3	Nebaryonová temná hmota . . . . .	32
3.3.1	Chladná temná hmota . . . . .	33
3.3.2	$\Lambda$ CDM model . . . . .	37
3.3.3	Fermionová WDM . . . . .	38
3.3.4	Nesupersymetrické částice . . . . .	39
3.3.5	Supersymetrické částice . . . . .	39
3.3.6	Anihilace a rozpad temné hmoty . . . . .	41
3.4	Alternativní teorie . . . . .	41
3.4.1	MOND . . . . .	42
3.4.2	TeVes–Relativistický MOND . . . . .	47
3.4.3	Ostrogradského teorém a $f(R)$ teorie . . . . .	48
3.4.4	Alternativy k teorii relativity . . . . .	49
<b>4</b>	<b>Závěr</b>	<b>50</b>

<b>A Apendix</b>	<b>52</b>
A.1 Metody pozorování . . . . .	52
A.1.1 Měření hmotnosti . . . . .	52
A.1.2 Gravitační čočkování . . . . .	54
A.1.3 Měření vzdáleností . . . . .	55
A.1.4 Detekce WIMP . . . . .	56
A.2 Kosmologie . . . . .	56
A.2.1 Omega faktory . . . . .	56
A.2.2 Rudý posuv . . . . .	57
 <b>Seznam použité literatury</b>	 <b>59</b>
 <b>Seznam použitých zkratek</b>	 <b>65</b>

# 1. Úvod

Četná astronomická pozorování již od poloviny 19. století prokazatelně dokazují, že ve vesmíru je více hmoty, než jsme schopni vidět. Veškerá hmota ve vesmíru se řídí zákony gravitace a i když ji nejsme schopni vidět přímo, stále vytváří gravitační pole. Z pohybů galaxií pak můžeme usuzovat, že zde existuje jakási hmota navíc, kterou nazýváme *temnou hmotou*.

Tato nová forma hmoty je ve vesmíru dominantní - pouze zhruba 15% hmoty ve vesmíru je tvořeno běžnou viditelnou hmotou jako jsou hvězdy či intergalaktický prach. Zbytek je tvořen neviditelnou temnou hmotou, která interaguje se zbytkem vesmíru pouze gravitačně. Temná hmota je nyní považována za jistou formu tekutiny, která se nachází na všech škálách vesmíru od galaxií po nadkupy galaxií.

První, kdo předpověděl tuto formu temné hmoty, byl švýcarský astronom a astrofyzik Fritz Zwicky v roce 1933. Jeho hypotéza byla ovšem dalších třicet let nepřijímána pro nedostatečné důkazy. Až od 70. let díky rozvoji radioteleskopů a interferometrů začala být postupně tato teorie obecně uznávána.

V první kapitole shrnuji významné události a pozorování z historie, které vedly vědce k dnešní představě o vlastnostech a rozložení temné hmoty. Po přehledu pozorovacích dat následuje kapitola věnující se podstatě temné hmoty - jaké vlastnosti musí mít obecně, popis různých modelů temné hmoty a jaké částice ji mohou tvořit. V druhé části této teoretické sekce se pak zabývám alternativami k temné hmotě - teorie modifikující zákony gravitace tak, aby pozorované úkazy ve vesmíru mohly být vysvětleny bez potřeby přítomnosti nějaké formy temné hmoty. Na závěr pak v dodatku popisují metody používané k určování hmotností a vzdáleností vesmírných objektů spolu s popisem základních kosmologických veličin.

Cílem této práce je poskytnout čtenáři základní představu o tom, co je to temná hmota, proč ji ve vesmíru potřebujeme a jak ji lze přímo či nepřímo pozorovat. Nesnažím se popsat všechny detaily týkající se této problematiky, ale spíše shrnout nejdůležitější poznatky a nasměrovat čtenáře dále na odbornější literaturu.

## 2. Observační data

### 2.1 Raná historie: 1844–1963

#### 2.1.1 První pozorování

První pozorování nezářivé hmoty pouze pomocí jejích gravitačních účinků se odehrálo již v roce 1844. Tehdy Friedrich Wilhelm Bessel oznámil, že několik desítek měření polohy Siria a Procyona naznačují, že každý z nich je na oběžné dráze spolu s dalším neviditelným objektem srovnatelné hmotnosti [12]. V roce 1862 pak Alvan G. Clark skutečně zachytil záření od bílého trpaslíka Siria B [25].

Roku 1932 analyzoval Jan Oort počty a rychlosti blízkých hvězd a došel k závěru, že pouze (30 až 50)% hmotnosti, která způsobuje pozorované rotační křivky<sup>1</sup>, může být přisuzována viditelným hvězdám [63]. Oort byl také prvním, kdo použil termín *temná hmota*. Mezi tuto temnou hmotu řadil také lehké tmavé hvězdy a mezihvězdný prach a plyn. Usuzoval, že pokud bychom mohli všechnu tuto chybějící hmotu započíst, neviděli bychom žádné rozpory.

#### 2.1.2 Zwicky a pozorování kupy Coma

V roce 1933 zkoumal Zwicky radiální rozložení rychlostí několika galaxií v kupě Coma (viz obr. 2.1) a zjistil, že se galaxie pohybují příliš rychle vzhledem k viditelnému množství hmoty [102]. Jednotlivé galaxie totiž obíhají střed kupy tak rychle, že by měly velmi rychle uniknout z kupy a tak by žádné kupy galaxií dnes neměly ani existovat.

Zwicky odhadl celkovou hmotnost kupy  $M$  podle viriálové věty (viz A.1.1)

$$M = \frac{5RV^2}{3G}, \quad (2.1)$$

kde  $R$  je charakteristický poloměr systému,  $V$  střední kvadratická rychlost galaxií v systému a  $G$  gravitační konstanta. Kupu Coma pozorujeme pod úhlem  $1.7^\circ$ , Hubble odhadl vzdálenost<sup>2</sup> kupy na 13,8 Mpc z čehož lze určit  $R \approx 0,2$  Mpc. Zwicky měl k dispozici změřené radiální rychlosti osmi ze zhruba tisíce galaxií v kupě. Jejich rychlosti přesahovaly 1000 km/s (střední kvadratická rychlost  $V \approx 1,22 \cdot 10^6$  m/s), což z (2.1) dává odhad zhruba<sup>3</sup>  $10^{14} M_\odot$ . V kupě uvažoval Zwicky zhruba 800 galaxií, o nichž předpokládal, že každá má v průměru miliardu hvězd stejně hmotných jako Slunce. Celkový odhad hmotnosti kupy pak je  $M = 800 \cdot 10^9 \cdot M_\odot \approx 10^{12} M_\odot$ , tedy o dva řády menší, než kolik plyne z dynamiky galaxií v kupě – musí zde tedy být několiksetkrát více *temné hmoty*, než běžné hmoty obsažené v hvězdách viditelných galaxií. Na rozdíl od výsledků Oorta zde výsledky neseděly ani řádově [78].

Zwicky ve svém odhadu udělal mnoho zjednodušení či vycházel ze špatných pozorovatelských údajů, které výsledek změní. Vzdálenost 13,8 Mpc byla značně

<sup>1</sup>Rotační křivkou se rozumí závislost oběžné rychlosti na vzdálenosti od centra galaxie.

<sup>2</sup>Jeden parsek (pc) je vzdálenost  $z$ , níž má 1 astronomická jednotka (vzdálenost Země–Slunce) úhlový rozměr jedné obloukové vteřiny;  $1 \text{ pc} = 3,086 \cdot 10^{13} \text{ km} = 3,262 \text{ ly}$  (světelný rok).

<sup>3</sup>Hmotnost Slunce  $M_\odot = 1,9891 \cdot 10^{30} \text{ kg}$





Obrázek 2.1: Abell 1656 – Kupa galaxií Coma. Převzato z [61].

podceněna oproti dnešní hodnotě 102 Mpc, což zvýší celkový odhad hmotnosti kupy zhruba o řád. Naopak při odhadu svítivé hmoty vycházel z předpokladu, že každá galaxie má v průměru hmotnost miliardy sluncí, což je údaj podhodnocený. Úhlový průměr kupy  $1,7^\circ$  byl také podceněný – kupa se nalézá v oblasti  $2,7^\circ \times 2,5^\circ$  s neostrou hranicí. Zwicky napočítal 800 galaxií, dnes ale známe přes 1000 galaxií, včetně v té době nepozorovatelných trpasličích galaxií. Dnes se předpokládá, že v kupě Coma je zhruba desetkrát více temné hmoty než běžné hmoty [43].

O tři roky později (1936) opakovl obdobné pozorování Sinclair Smith na kupě galaxií Virgo [83]. Z naměřených rychlostí asi třiceti galaxií došel k obdobnému výsledku jako Zwicky – poměr<sup>4</sup> M/L přesahoval 100. Přesto je ve svém článku z roku 1937 [103] Zwicky k Smithovým výsledkům nedůvěřivý. Oproti bohatší a více symetričtější kupě Coma poukazuje na nepravidelnost a rozptýlenost kupy Virgo, a tedy možné nesprávné použití viriálové věty. I když poté znovu přemýšlel a hodnotil své předpoklady u kupy Coma, došel ke stejnému závěru - M/L musí být větší než 500, několiksetkrát více, než v blízkém okolí Sluneční soustavy v Mléčné dráze. Zvažoval také možnost, že kupa nemusí být v rovnováze, a tedy nelze použít viriálovou větu. Pak ovšem buď systému dominuje kinetická energie, a měl se již dávno rozletět (což neodpovídá realitě, kdy pozorujeme velmi mnoho kup galaxií), a nebo naopak dominuje gravitační potenciální energie. V takovém případě by zde ovšem muselo být ještě více temné hmoty.

### 2.1.3 Chybějící hmota na galaktických škálách

V roce 1939 měřil Horace Babcock rotační křivky M31 [6], relativně velké spirální galaxie Andromeda (viz obr. 2.2). Tyto křivky měřil až do vzdálenosti zhruba 20 kpc od centra Andromedy a nepozoroval zde žádný pokles, jak vyplývá z

<sup>4</sup>Mass-to-light ratio; poměr gravitační hmotnosti (ve slunečních jednotkách) a svítivosti v modrém pásmu (také ve slunečních jednotkách). Pro Slunce je tedy M/L=1, pro blízké okolí Sluneční soustavy se udává M/L rovno 3 [90].



Obrázek 2.2: M31 – Spirální galaxie Andromeda spolu se satelitní galaxií M32. Převzato z [61].

newtonovské mechaniky<sup>5</sup> a pozorovaného rozdělení hvězd (podle jejich zářivého výkonu). Naopak  $M/L$  postupně rostlo od 20 do 60. Tento výsledek si Babcock vysvětloval dvěma způsoby. Buď dále od centra dochází k mnohem větší absorpci světla mezihvězdným plynem, než se doposavad předpokládalo, anebo je potřeba upravit fungování newtonovské mechaniky na takto velkých vzdálenostech. Možnost existence nějaké formy temné hmoty nebral v úvahu.

Až za dlouhou dobu, v roce 1954, se někdo otázkou chybějící hmoty opět zabýval. Martin Schwarzschild, syn slavného Karla Schwarzschilda, se ve svém článku [79] věnuje  $M/L$  poměru u jednotlivých galaxiích, zejména pak otázce, zda je tento poměr konstantní, či jak tvrdí Babcock, zda se  $M/L$  zvyšuje směrem k okraji galaxie. Schwarzschild používá novější pozorovací data u galaxií M31, M32, M33 a NGC 3115. Z naměřených výsledků u M31 vyplývalo, že oběžná rychlost je přibližně konstantní ve vzdálenostech (6 až 25) kpc od centra. Aby zjistil, zda je rozložení dynamické (gravitační) hmoty stejné jako rozložení svítící látky, předpokládal, že hmota se nachází pouze v úzkém disku. Použitím Newtonových zákonů získal předpokládanou rotační křivku s jedním volným parametrem - poměrem  $M/L$ . Porovnáním teoretických výsledků s observačními daty dostal velmi dobrou shodu - poměr  $M/L$  se nezvyšuje směrem k okrajům galaxie a zůstává konstantní. Fitováním získal velmi vysoký poměr  $M/L=16$  (částečně i díky tomu, že vzdálenost M31 předpokládal poloviční oproti dnešní udávané hodnotě).

Z naměřených rychlostí hvězd u eliptické galaxie NGC 3115 (viz obr. 2.3) (dnes řadíme tuto galaxii mezi čočkové galaxie) dospěl k závěru, že poměr  $M/L$  je velmi vysoký, více než 100 (toto bylo způsobeno nepřesností změřených rychlostí). Dále se zajímal o malou eliptickou galaxii M32, průvodce M31. Důvod mírné asymetrie M31 přisuzoval právě M32, z čehož odhadl hmotnost M32 na  $2,5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$  a  $M/L=200$ . Takto velký rozdíl poměrů  $M/L$  u eliptických a spirálních galaxií přisuzoval Schwarzschild jejich rozdílnosti v populaci. Spirální galaxie obsahují mnohem více mladších a světlejších hvězd než eliptické, které jsou primárně složeny ze starých tmavých hvězd. Předpokládal proto, že by se v eliptických galaxiích mohlo vyskytovat mnoho vyhaslých hvězd.

<sup>5</sup>Podle newtonovské mechaniky by křivka měla za viditelným diskem (kde už považujeme hmotnost galaxií za konstantní) klesat jako  $1/\sqrt{r}$ .



Obrázek 2.3: NGC 3115 (vlevo) – čočkovitá galaxie, M33 (vpravo) – spirální galaxie v Trojúhelníku. Převzato z [61].

### 2.1.4 Radioastronomie

Rozvoj radiotelekomunikace měl velký vliv na pozorování v astronomii. V roce 1940 se využitím detekce rádiových vln zabýval Oort [78]. Ten si uvědomil, že narozdíl od viditelného světla nejsou rádiové vlny pohlcovány mezihvězdným prachem. Jeho student van de Hulst pak v roce 1944 předpověděl [94] vhodnou spektrální čáru v rádiovém oboru - čáru neutrálního vodíku s vlnovou délkou 21 cm.<sup>6</sup> Jelikož mezihvězdný prostor se skládá zejména z neutrálního vodíku, lze takto zjistit rozložení a rychlosti vodíku v Mléčné dráze a s dostatečným rozlišením pak i v dalších spirálních galaxiích. Tato čára byla poprvé pozorována v roce 1951 Američany Haroldem Ewenem a Edwardem Purcellem [26].

Všechny uvedené výsledky diskutuje ve svém článku z roku 1963 italský fyzik Arrigo Finzi [29]. Zkoumá (a navrhuje) čtyři různé možnosti, jak vysvětlit chybějící hmotu. Temná hmota by mohla být ve formě horkého ionizovaného plynu ( $T \sim 10^7$  K), ale takovýto plyn by se při odpovídající hustotě velmi rychle ochladil. Abychom takové kupy galaxií vůbec mohli pozorovat, musely by být velmi mladé, mladší než samotné galaxie, které obsahují. Druhou možností je mezihvězdný materiál skládající se převážně z neutrálního plynu. Tato možnost je ovšem vyloučena díky pozorováním 21-cm čar. Pozorováním bylo zjištěno v kupě Coma méně než  $3 \cdot 10^{12} M_{\odot}$  hmoty, ale pro stabilitu systému je potřeba přibližně  $10^{15} M_{\odot}$ . Zatřetí uvažuje temnou hmotu jako mezigalaktické hvězdy. Takové hvězdy by se ovšem musely velmi lišit od hvězd v našem okolí – být velmi těžké a zároveň tmavé. Poslední možností jsou pevné částice – prach či meteority. Takovéto objekty se ovšem skládají převážně z těžkých prvků, kterých je ve vesmíru velmi málo, rozhodně ne dostatečně, aby mohly vysvětlit 90% hmotnosti Comy. Uvažuje proto možnost, že gravitační síla je silnější, než se domníváme a na vyšších vzdálenostech ubývá pomaleji. Od jisté vzdálenosti ( $\sim 1$  kpc) by síla ubývala přibližně jako  $1/r^{1,5}$  místo klasického  $1/r^2$ . V tomto ohledu předběhl svou dobu o několik desítek let.

<sup>6</sup>Tato spektrální čára s frekvencí 1420,4 MHz ( $\lambda = 21,1$  cm) vzniká při změně stavu s paralelním uspořádáním spinů protonu a elektronu ( $S = 1$ ) na anti-paralelní ( $S = 0$ ), který je energeticky výhodnější.

## 2.2 Moderní éra temné hmoty: 1967–1993

### 2.2.1 Stabilita galaktických disků

V šedesátých letech se objevily další důkazy, že samotná svítící hmota nestačí k vysvětlení dnešní dynamické struktury vesmíru. V tomto případě ovšem nešlo o nové pozorovací údaje, ale o *teoretické experimenty*. Výpočetní síla počítačů již byla dostatečně velká na to, aby se do té doby neřešitelné úlohy daly spočítat numericky. Několik astrofyziků se pokoušelo najít numerické řešení newtonovského problému  $N$  těles, kde  $N$  bylo řádu  $10^5$ . Mezi prvními takovými fyziky byli Richard Miller, Kevin Prendergast či Frank Hohl [38], [57]. Uvažovali problém  $N$  částic v rovině, který měl přibližně simulovat ploché galaxie. Celý systém rotoval kolem těžiště tak, aby odstředivá síla působící na každou částici vyvažovala přitažlivou sílu gravitace. Do té doby byli fyzikové přesvědčeni, že právě rotace způsobuje stabilitu galaxií. Masivní hvězdné objekty rotují typickými rychlostmi (100 až 300) km/s, přičemž náhodný (tepelný) pohyb je přibližně o řád pomalejší. Předpokládali proto, že výsledkem bude spirální struktura galaxií, kterou pozorujeme.

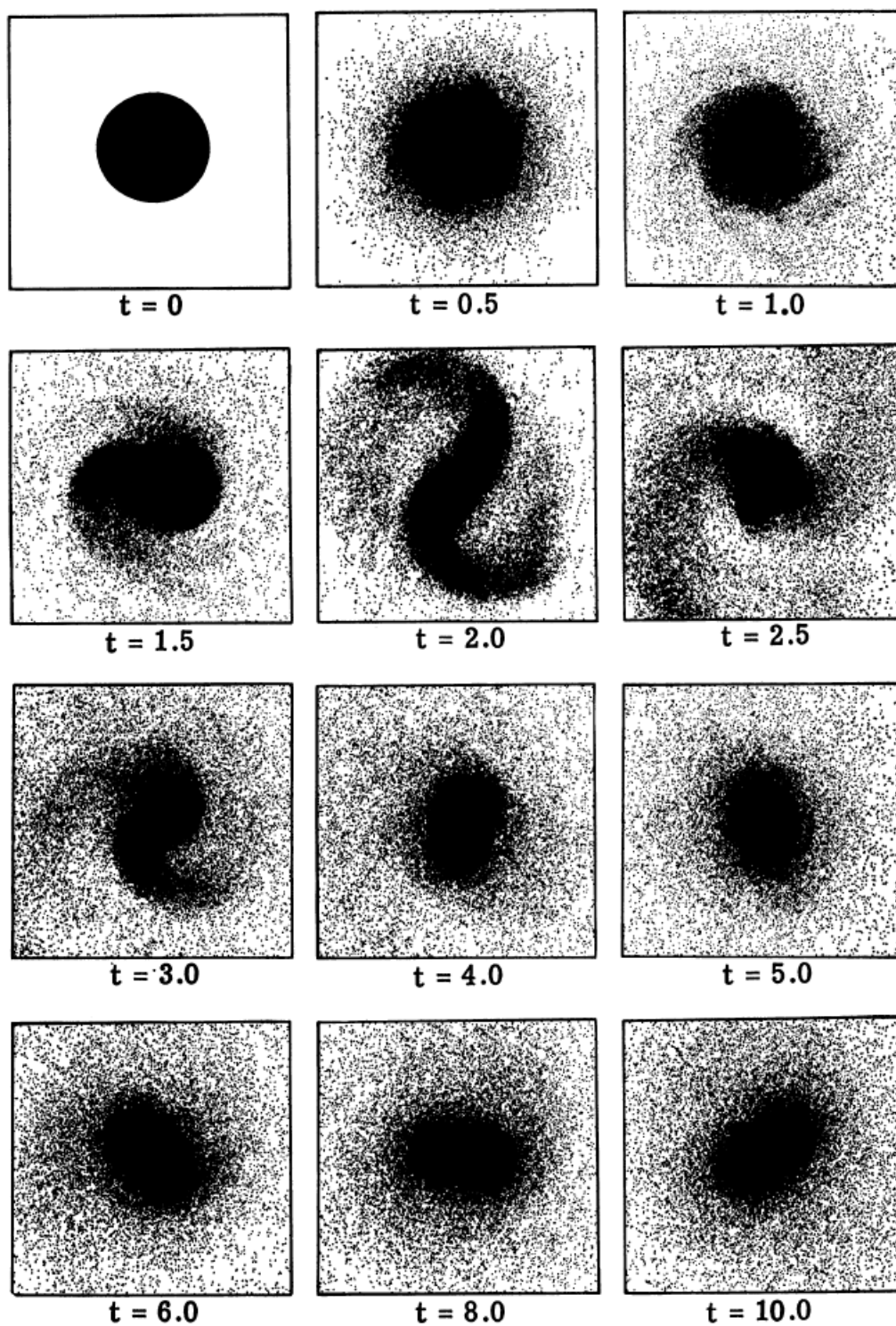
Na obr. 2.4 je ukázka jedné takové simulace od Franka Hohla [39] s velmi podobným výsledkem jako dřívější simulace Millera a Prendergasta. Na počátku je galaxie – disk částic – v rovnováze, ale velmi rychle, během několika period, se změní její tvar na protáhlý, který pozorujeme u galaxií s příčkou. Jenže galaxie se dále vyvíjí a v podstatě se rozplývá. Orbity jednotlivých galaxií zůstávají velmi protáhlé, spíše podobné protáhlým elipsám než kruhovým drahám.

Takový časový vývoj z počátečního rovnovážného stavu svědčí o nestabilitě systému. Numerické experimenty tedy ukazují, že chladný disk stabilizovaný rotací je globálně nestabilní a změní se na (horký) systém stabilizovaný tlakem.

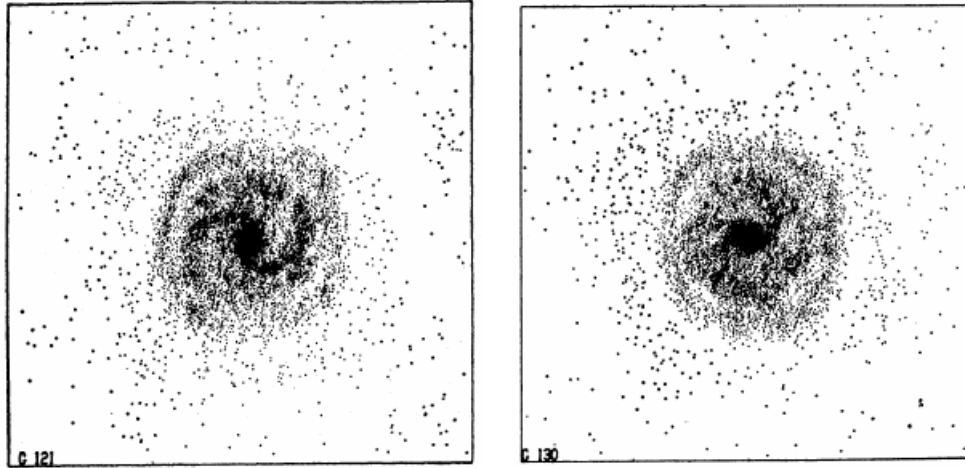
Tento výsledek byl velmi překvapující, jelikož u galaxií podobných Mléčné dráze takové chování nepozorujeme. Orbity blízkých hvězd se zdají být kruhové, přičemž kolem centra galaxie se pohybují rychlostmi více než 200 km/s. Kromě toho je zde i náhodná rychlost do všech směrů, ale jen přibližně (30 až 40) km/s. Tedy naše Galaxie se zdá, alespoň v blízkém okolí Slunce, být stabilizovaná pouze rotací a přesto je evidentně dlouhodobě stabilní.

Jelikož se jednalo o numerické experimenty, zkoušeli fyzikové různými úpravami výpočtů dosáhnout lepší podobnosti s reálnými galaxiemi. Jednou takovou úpravou, kterou vyzkoušeli Miller, Prendergast a Quirk později, bylo umělé chlazení systému částic [58]. V každém kroku odebrali systému náhodné množství energie z jeho chaotického pohybu. Tato úprava měla simulovat fakt, že v reálných galaxiích se kromě hvězd nachází i plyn. Částice tohoto plynu se na rozdíl od hvězd mohou srážet a ztrácet tak energii. Následkem tohoto chlazení bylo objevení spirálních struktur (viz obr. 2.5), které dnes pozorujeme.

Přesto chlazení tohoto plynu neřeší celý problém s konečným zahřátím systému. Jakmile se přestane plyn chladit, např. tím, že jeho náhodná – tepelná rychlost klesne pod jistou minimální hodnotu, nestabilita celého systému opět vzroste. To způsobí, stejně jako dříve, zahřátí zbylých nekolidujících částí systému (hvězd). Konečná stabilita systému je pak opět udržována díky tlaku.



Obrázek 2.4: Časový vývoj chladného disku hvězd. Čas je udáván v jednotkách průměrné doby oběhu. Převzato z [39].



Obrázek 2.5: Následkem umělého chlazení plynu částic je výskyt spirálních struktur. Převzato z [58].

### 2.2.2 Temné halo

Řešení tohoto problému navrhl Jerry Ostriker. Ostriker se zabýval dynamikou rotujících hvězd i galaxií, a měl tak dobré zkušenosti se stabilitou takových systémů. Pokud se kinetická energie systému rozdělí na dvě části, rotační energii a tepelnou energii způsobenou pohyby částic v náhodných směrech, lze viriálový teorém přepsat do tvaru

$$t + r = \frac{1}{2}, \quad (2.2)$$

kde  $t = -T_{rot}/2U$  vyjadřuje rotaci systému a  $r = -T_{ran}/2U$  náhodný pohyb částic v systému. Pokud je tedy  $t = 1/2$ , je systém stabilizován plně rotací. Pokud je naopak  $t = 0$ , jde o horký systém stabilizovaný tlakem.

Ostriker ze svých prací o rotujících sférických objektech věděl, že pokud je  $t$  větší než přibližně 0,14, systém se stane nestabilním [64]. Tyto nestability pak vedou k formaci protáhlých tvarů, které snižují rotační energii systému. Ostriker si uvědomil, že numerické galaktické disky tuto podmínku stability porušují a skutečně by takovéto galaxie měly být nestabilní. To je ale v přímém rozporu s pozorováním, kdy minimálně u blízkých hvězd pozorujeme rotační rychlosti 200 km/s a náhodné rychlosti 40 km/s. Při těchto rychlostech je  $t \approx 0,49$ , velmi dalece převyšující limitu stability.

Ostriker tedy předpokládal, že Mléčná dráha skutečně je horký systém. Pokud by se zde nacházela sférická horká komponenta, rozkládající se daleko nad galaktickou rovinu, mající minimálně polovinou hmotnosti galaxie, mohla by být galaxie stabilní. Tento sférický systém by totiž podstatně zvýšil gravitační potenciální energii, ale nepřispěl by do rotační energie –  $t$  by se snížilo.

Při numerických simulacích, které Ostriker prováděl s Jamesem Peeblesem, se skutečně ukázalo, že takový systém může být stabilní [65]. Přidáním sférického halo, representovaného aditivní gravitační silou a nikoli skutečnými částicemi, zjistili, že galaktický disk může být skutečně stabilizován rotací. Pro osově symetrický disk pak musí být hmotnost halo minimálně stejná jako hmotnost disku.

Taková sférická komponenta naší Galaxie skutečně existuje. Různé hvězdokupy a jiné rychlé hvězdy tvoří přibližně sférický systém, rozléhající se desítky

kiloparseků od centra Galaxie. Problémem je, že tyto viditelné části halo tvoří pouze několik procent hmotnosti disku. Ostriker proto předpokládal, že mimo tuto viditelnou hmotu se zde nachází i další masivní sférická komponenta Galaxie, ale s mnohem větším M/L poměrem. Ostriker a Peebles předpokládali, že toto halo se skládá z velmi lehkých hvězd či bílých trpaslíků. Navrhovali proto i hledání těchto objektů, které by měly svítit zejména v infračerveném spektru.

Pro samotnou stabilitu spirálních galaxií není potřeba, aby toto temné halo bylo rozlehlé. Stačí, když se halo o hmotnosti disku bude nacházet uvnitř sféry o poloměru vzdálenosti Slunce od centra Galaxie. S důkazem, že toto temné halo se rozkládá mnohem dále, než kam sahá viditelný disk, přišli v roce 1974 Ostriker, Peebles a Yahil [67]. Tak jako dříve Finzi [29] zkoumali problém chybějící hmoty na různých škálách vesmíru – od stability galaxií po kosmologické důsledky.

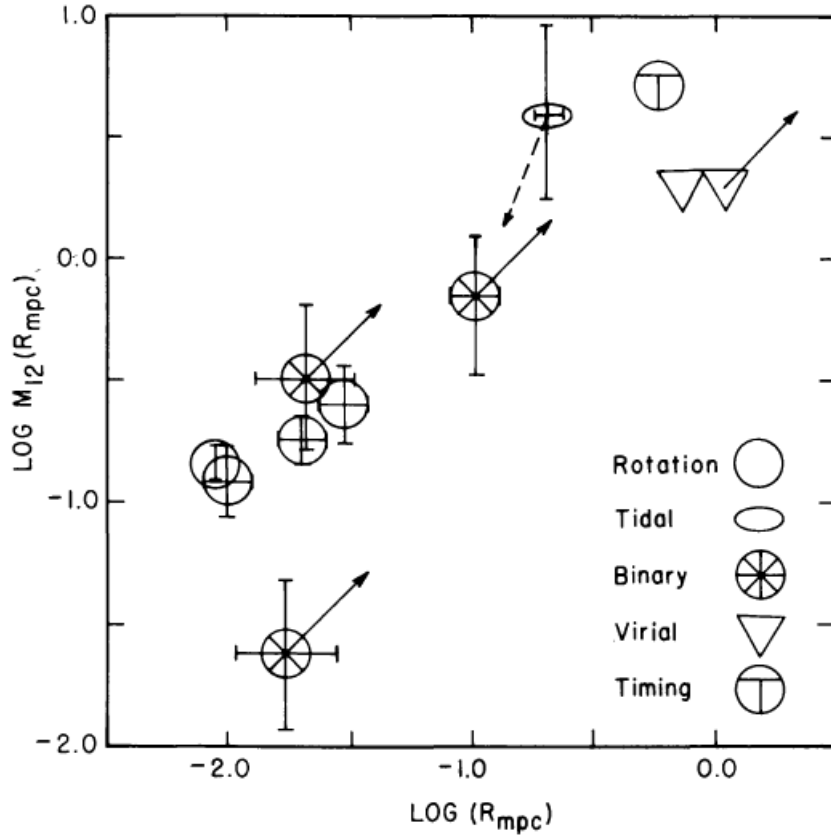
Nejprve se zaměřili na problém přibližování M31. Mléčná dráha a Andromeda se k sobě přibližují rychlostí mnohem větší, než odpovídá jejich vzájemné gravitační přitažlivosti způsobené viditelnou hmotou. Kahn a Woltjer toto dříve vysvětlovali přítomností horkého plynu mezi galaxiemi [44]. Ostriker, Peebles a Yahil ovšem ukázali, že toto přibližování je v perfektní shodě s hypotézou, že galaxie obsahují mnohem více temné hmoty než viditelné.

Dále dali do souvislosti různá pozorování satelitních galaxií a binárních galaxií v místní grupě galaxií. Sestavili závislost hmotnosti potřebné pro vysvětlení dynamiky těchto objektů na vzdálenosti od jejich center (viz obr. 2.6). Z této závislosti pak vyplývá, že na vyšších vzdálenostech od centra musí být přítomno více hmoty a že tato závislost je lineární. Tento výsledek by byl očekávaný, pokud by se temné halo zajišťující stabilitu galaxií rozléhalo daleko za vnitřní část galaxie, pokud by hmotnost tohoto halo (a tedy i poměr M/L galaxie) narůstala se zvyšující se vzdáleností od centra. Poměr M/L takovýchto galaxií by byl ve vzdálenosti několika set kiloparseků srovnatelný s M/L poměrem galaxií v kupě Coma, jak odhadl dříve Zwicky [102]. Tedy velmi vysoké M/L v kupě Coma lze vysvětlit temným halo galaxií. Celkové hmoty ve vesmíru by tak skutečně mohlo být deset až stokrát více, než viditelné hmoty. Toto množství by dokonce mohlo zvýšit hustotu vesmíru na kritickou hodnotu a zajistit tak  $\Omega_0 = 1$  (více o  $\Omega$  faktorech viz A.2.1).

Ostrikerovo-Peeblesovo řešení stability galaktického disku nebylo jediným možným řešením. V roce 1986 Lia Athanassoula a Jerry Sellwood ukázali, že intenzivní náhodný pohyb v centrální části Galaxie může také pomoci stabilitě a ve vnějších částech může být Galaxie stabilizována rotací [5]. Také nutná hmotnost halo uvnitř Galaxie (blíže než pozice Slunce) se tímto výrazně sníží. Toto řešení ovšem nebylo na rozdíl od Ostrikerova později podpořeno pozorováními (více viz dále).

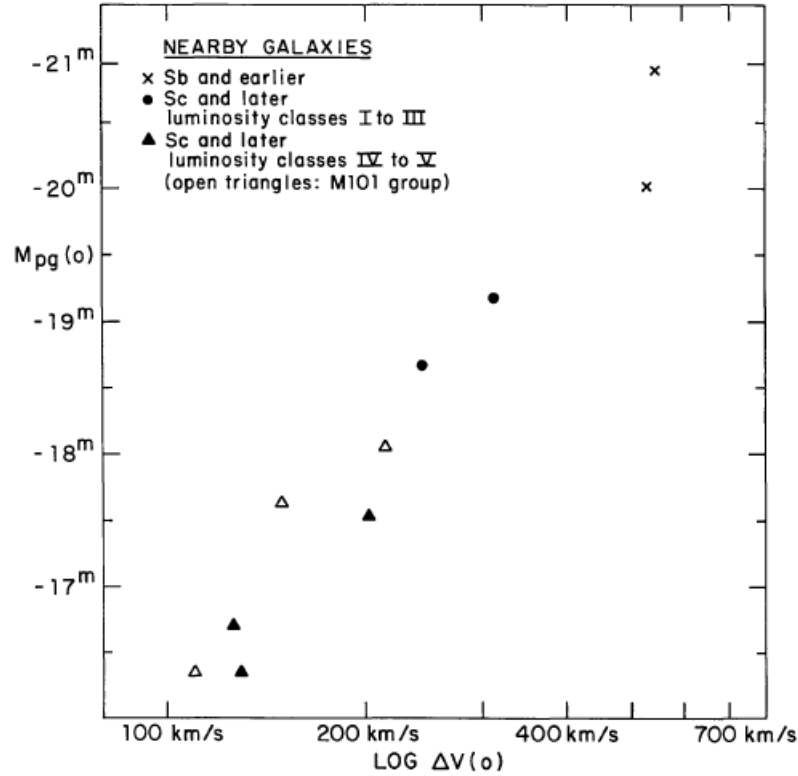
### 2.2.3 Rozlehlé rotační křivky

V 70. letech dva astronomové, Brent Tully a Rick Fisher, měřili globální profil spektrálních čar deseti blízkých spirálních galaxií se známou a dobře určenou vzdáleností [89]. S těmito daty a známým sklonem dráhy těchto galaxií odhadli charakteristickou rotační rychlost. Ze vzdálenosti galaxií a jejich zdánlivé magnitudy v modrém spektru pak spočítali jejich jasnost v modrém spektru. Sestavením této závislosti – absolutní magnitudy na rotační rychlosti – objevili vztah mezi těmito veličinami. Jejich naměřený vztah je na obr. 2.7. Z něj je také ihned patrná



Obrázek 2.6: Na svislé ose jsou hmotnosti (v jednotkách  $10^{12} M_{\odot}$ ) místních gigantických spirálních galaxií v závislosti na jejich vzdálenosti od centra (v jednotkách Mpc) získané různými metodami. *Rotation* značí data získaná z měření rotačních rychlostí neutrálního vodíku ve vzdálenostech 10 kpc až 30 kpc. Z pohybů trpasličích satelitních galaxií naší Galaxie lze určit hmotnost na velkých vzdálenostech. Tato data jsou označena *tidal*. Šipka značí, jak se změnila závislost od kruhových orbit k více excentrickým drahám. Hmotnost binárních galaxií určených za předpokladu  $H_0 = 100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  jsou označeny *binary*, přičemž šipky označují, jak by se závislost změnila pro  $H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ . Objekty, jejichž hmotnost může být určena z viriálové věty, jsou označeny *virial*. Hmotnost M31 určená z její vzdálenosti a rychlosti přibližování je označena jako *timing*. Převzato z [67].



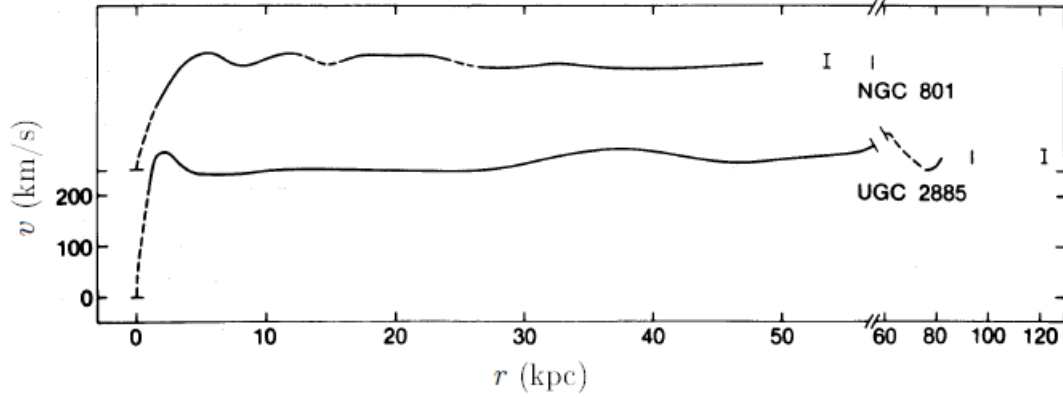


Obrázek 2.7: Korelace mezi absolutní magnitudou a šířkou 21-cm čáry. Křížky označují galaxie M31 a M81, puntíky M33 a NGC 2403, plné trojúhelníky menší systémy v grupě M81 a otevřené trojúhelníky menší systémy grupě M101. Převzato z [89].

mocninná závislost magnitudy na rotační rychlosti:  $L \sim V^\alpha$ . Tento vztah se stal velmi důležitým při určování vzdáleností galaxií a Hubbleovy konstanty. Velký význam hraje také pro problematiku temné hmoty. Jasnost galaxie je úměrná (viditelné) hmotě disku, ale rotační rychlost je určena celkovou hmotou galaxie – zejména pak právě temnou hmotou nacházející se daleko za viditelným diskem.

Díky rozvoji radiové interferometrie bylo možné pozorovat do mnohem větších detailů např. rozdělení plynu v galaxiích. Zjistilo se tak, že tento plyn (neutrální vodík) se rozléhá zhruba do jedenapůlnásobné vzdálenosti, než viditelný disk [72]. Díky tomu je možné měřit rotační křivky galaxií do vzdálenosti větší než se nachází viditelná hmota. Jelikož samotný plyn přispívá do celkové hmoty galaxie minimálně, slouží k určení rotačních křivek, ale sám je příliš neovlivní. Bylo proto očekáváno, že rotační křivka spirálních galaxií bude za viditelným diskem klesat jako  $1/\sqrt{r}$ . Pozorování ale nic takového nepotvrdila [73]. Rotační rychlost plynu mimo viditelný disk je téměř stejná, jako ve vnitřní části galaxie – rozhodně neklesá jako  $1/\sqrt{r}$ . Z takovéto rotační křivky pak plyne, že hmotnost uzavřená v poloměru  $R$  je úměrná tomuto poloměru,  $M \propto R$ . Zářivý výkon galaxie ovšem neroste se vzdáleností lineárně, ale naopak exponenciálně ubývá. Toto je důkaz zvyšujícího se  $M/L$  ve vnějších oblastech.

Tato pozorování nebyla zpočátku 70. let moc kladně přijímána [78]. Většina astronomů byla stále přesvědčena o tom, že rotační křivky galaxií musí ve vnějších oblastech klesat, že tato měření prostě nemohou být správná. Tyto “chyby”



Obrázek 2.8: Opticky určené rotační křivky UGC 2885 a NGC 801. Vzdálenost určená za předpokladu, že  $H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ . Převzato z [75].

připisovali nezapočteným systematickým efektům v galaxiích (např. deformace křivek, nekruhový pohyb plynu) či neznámým vlastnostem přístrojů. Tato první pozorování rozlehlých křivek byla často ignorována či zavržována až do 80. let.

Ke konci 70. let byly rotační křivky k dispozici s velkým rozlišením jak v rádiové oblasti, tak v optické oblasti. Bylo změřeno velmi mnoho rotačních křivek blízkých i vzdálených galaxií (rotační křivky některých galaxií jsou uvedeny na obr. 3.3 na str. 35 či na obr. 3.6 na str. 45). Jednou z velmi zajímavých je rotační křivka UGC 2885 (viz obr. 2.8) změřená Rubinovou, Fordem a Thonnardem [75]. Toto je velmi jasná galaxie s H II oblastí<sup>7</sup> rozléhající se až do vzdálenosti 80 kpc od centra. Její rotační křivka je pak přibližně konstantní po celou dobu až do pozorovacích limitů. Není zde žádný náznak keplerovského klesání (jako  $1/\sqrt{r}$ ). Toto a mnohé další pozorování postupně přesvědčily většinu astronomů o zvyšujícím se poměru M/L ve vnějších částech galaxií.

Tato pozorování byla v naprosté shodě s dřívější předpovědí Ostriker a Peebles, že galaxie zdánlivě podporované rotací potřebují pro svou stabilitu masivní sférické halo. Nutno ovšem říci, že pozorované údaje se s touto předpovědí nevylučovaly, ale ani ji přímo nepotvrzovaly. Pro vysvětlení pozorovaných křivek je dostačující, aby se M/L disku zvyšovalo s rostoucí vzdáleností od centra. Chybějící hmota se nemusí nutně nacházet ve sférickém systému podporovaném tlakem.

Po dlouhou dobu bylo možné pozorovat pouze velmi jasné, zpravidla spirální, galaxie. U těchto galaxií bylo možné pozorované rotační křivky vysvětlit v centrální části disku – do několika charakteristických délek. Problém nastal až ve větší vzdálenosti od jádra galaxie, kdy se poměr M/L začal velmi rychle zvětšovat. Počátkem 90. let se začaly měřit i rotační křivky málo svítivých galaxií (např. [16]). Tyto křivky narozdíl od křivek vysoce svítivých galaxií vykazovaly velké rozdíly již uvnitř viditelného disku. Navíc poměr M/L dosahující téměř pěti byl příliš velký pro předpokládanou populaci hvězd. Postupem času se tento trend jenom potvrzoval – uvnitř málo svítivých galaxií bylo mnohem více dynamické hmoty než viditelné.

<sup>7</sup>H II je velká oblast částečně ionizovaného plynu nacházející se okolo mladých hvězd. Tyto hvězdy vyzařují ultrafialové záření, které ionizuje okolní plyn. Tento plyn pak produkuje spektrální čáry ve viditelné části spektra, které jsme schopni měřit.

## 2.2.4 Kosmologie a astročásticová fyzika

Postupem času přetrvávající problémy nestability galaxií podporovaných rotací či neklesající rotační křivky přesvědčily většinu astronomů, že galaxie jsou ponořeny v masivním temném halo, které se stává čím dál více důležitějším ve vnějších částech galaxií. Zpravidla se ovšem přemýšlelo o této temné hmotě v klasickém smyslu. Mělo se jednat o chladný plyn, velmi lehké hvězdy, těžké planety, bílé trpaslíky, neutronové hvězdy či černé díry malé hmotnosti – baryonovou hmotu<sup>8</sup>. Zhruba začátkem 80. let se ovšem mezi kosmology a astrofyziky začala rodit myšlenka, že většina temné hmoty by se měla skládat ze subatomárních částic, nebaryonové hmoty, která interaguje s baryony a fotony pouze slabě. Tato nutnost vychází z teorií primordiální nukleosyntézy, formování struktur vesmíru a pozorování reliktního záření (více o těchto tématech se dočtete v následující teoretické části 3.1).

Na velkých škálách ( $\sim 400$  Mpc) je vesmír homogenní, na škálách kup galaxií a menších tomu tak již očividně není – jsou zde velké koncentrace hmoty. Proto je potřeba, aby teorie formování těchto struktur předpovídala takovéto velké odchylky od průměrné hustoty vesmíru. Tyto nehomogenity by se pak měly projevit i v reliktním záření jako odpovídající fluktuace teploty. Pokud by se vesmír skládal pouze z baryonové látky, pak by tyto fluktuace musely být řádu  $10^{-3}$  až  $10^{-4}$ , zatímco Uson a Wilkinson v roce 1982 ukázali, že  $\delta T/T < 10^{-4}$  [92].

Tyto nesrovnalosti lze vyřešit přidáním další komponenty hmoty – nebaryonové látky, která se zbytkem vesmíru interaguje pouze gravitačně. Od této doby se proto vědci začali věnovat nejen otázce pozorovacích dat, ale i teoretickým problémům spojených s existencí nových částic. Někteří možní kandidáti, jako jsou těžká neutrina a obecně relativistické částice – horká temná hmota, byli rychle vyřazeni. Ovšem model chladné temné látky (Cold Dark Matter - CDM) skládající se z nerelativistických částic byl zprvu velmi slibný. Vytvořil se tak standardní CDM model (podrobněji viz 3.3.1), který předpokládá malé zastoupení baryonové látky (5% až 10%), přičemž zbytek hmoty tvořila temná látka tak, aby  $\Omega_0 = 1$ . Kromě teorií s horkou a chladnou látkou byly navrženy i „hybridní“ modely, které počítaly s příspěvkem obou typů hmot, tzv. dvou-komponentní temná hmota (viz např. [91]).

## 2.2.5 Chybějící hmota v kupách galaxií

V roce 1979 Faber a Gallagher zkoumali důkazy pro chybějící hmotu na mnoha škálách vesmíru – od galaxií po obří kupy galaxií [27]. Tak jako před padesáti lety Zwicky, i oni odhadli s pomocí viriálové věty hmotnost kupy Coma na  $M = 10^{15} M_\odot$ , zatímco viditelné galaxie mají výkon v řádu  $10^{13} L_\odot$ . Tedy poměr M/L je přibližně 100, stejný, jaký odhadl dříve Zwicky. Pokud galaxie v kupě (zejména eliptické galaxie) mají M/L = 10, pak zde stále musí být alespoň desetkrát větší množství dynamické hmoty než viditelné. Mnohé návrhy, co může být chybějící hmotou na úrovni kup galaxií (volné hvězdy či dosud nedetekované, málo svítivé galaxie), byly zavrženy s tím, že mohou vysvětlit maximálně hmotnost srovnatelnou s viditelnými galaxiemi [27].

Přirozená otázka tedy je, zda-li se tato chybějící temná hmota nachází v halo

---

<sup>8</sup>Baryon je částice podléhající silné interakci (skládá se z kvarků) a má poločíselný spin.

jednotlivých galaxií či jestli je rovnoměrně rozmístěna skrz celou kupu galaxií. Bohužel není možné měřit rotační křivky galaxií v těchto velkých kupách, jelikož se zde nacházejí převážně eliptické galaxie bez rozlehlého neutrálního vodíku. Některé dřívější dynamické modely ukazovaly, že temná hmota by měla být v kupě distribuována podobně jako galaxie [74]. V roce 1977 bylo ale ukázáno [96], že pokud je hmotnost galaxií úměrná jejich zářivosti, pak není temná hmota vázána na jednotlivé galaxie, ale nachází se po celé kupě.

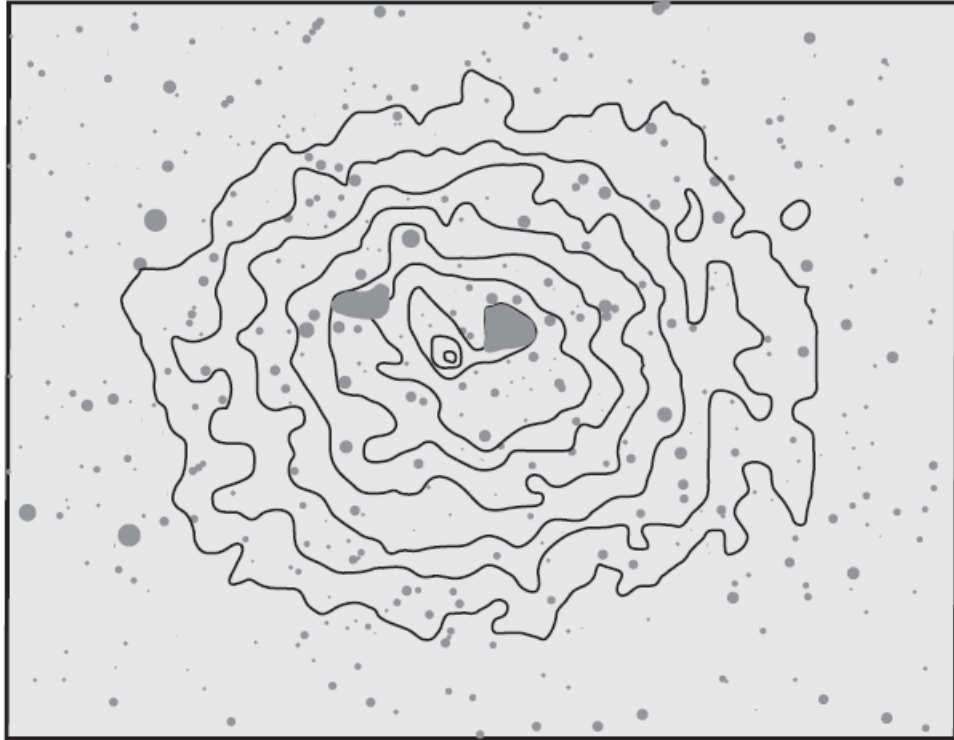
Tak jako na úrovni jednotlivých galaxií i zde byly úvahy o podstatě této temné hmoty. Mezi těmito kandidáty byly dřívější tmavé hvězdy, obří planety, pozůstatky vyhořelých hvězd – bílí trpaslíci, neutronové hvězdy či černé díry. S rozvojem detekce rentgenového záření, které musí být pozorováno z orbitálních observatoří, se našla velká část chybějící hmoty ve formě horkého plynu.

V roce 1963 Finzi (viz výše) uvažoval o chybějící hmotě na úrovni kup galaxií jako o horkém plynu [29]. Také ovšem ukázal, že takovýto plyn by měl termální rychlost srovnatelnou s rychlostní disperzí galaxií v kupě (typicky 1000 km/s), což odpovídá teplotě  $T \sim 10^7$  K a záření v rentgenové oblasti. Pokud by ovšem měl takovýto plyn vysvětlit všechnu chybějící hmotu, byl by tak hustý, že by během několika miliónů let vychladl. Na počátku 70. let bylo skutečně detekováno rentgenové záření přicházející z kup galaxií a později se i potvrdilo, že zdrojem tohoto záření je horký plyn [20]. Jeho hmotnost se ukázala jako nedostatečná k tomu, aby držela kupu galaxií pohromadě, přesně jak předpověděl Finzi.

Průlom v detekci rentgenového záření bylo vypuštění satelitu Uhuru roku 1970 v Keni [78]. Uhuru byl prvním pořádným orbitálním rentgenovým detektorem - měl velmi dobré úhlové rozlišení (oproti předchozím detektorům) a dokázal detekovat záření v oblasti (2 až 20) keV. Uhuru po svém spuštění rychle identifikoval kupy galaxií jako nejběžnější a velmi vydatný zdroj rentgenového záření – zářivý výkon  $10^{36}$  až  $10^{38}$  W. Přesný mechanismus vzniku tohoto záření nebyl hned jasný. V principu jsou zde dvě možnosti, jak může toto záření vznikat. Buď se může jednat o tepelné, brzdné záření, horkého plynu (vznikající při průchodu elektronů kolem jader atomů) anebo o netepelné záření relativistických elektronů (tzv. inverzní Comptonův rozptyl, kdy relativistické elektrony ve srážkách předávají energii fotonům). Tyto dvě možnosti lze rozlišit v důsledku jejich odlišného spektra. Tepelné záření má exponenciální spektrum (intenzita  $I \propto \exp(-h\nu/k_bT)$  pro  $h\nu \gg k_bT$ , kde  $\nu$  je frekvence záření,  $h$  Planckova konstanta,  $k_b$  Boltzmannova konstanta a  $T$  teplota), zatímco netepelné záření má mocninné spektrum ( $I \propto \nu^{-\alpha}$ ). První detektory ovšem neměly dostatečnou přesnost na to, aby mohly mezi těmito dvěma možnostmi rozlišit. Do roku 1975 již bylo s dostatečnou přesností potvrzeno, že toto rentgenové záření pochází od horkého ionizovaného plynu s teplotou ( $10^7$  až  $10^8$ )K [36].

Přesto ještě stále nebylo možné pozorovat přesné rozložení horkého plynu uvnitř kupy. To se ovšem změnilo roku 1978, kdy byla vypuštěna observatoř Einstein (HEAO-2). Tento rentgenový teleskop měl o několik řádů větší prostorové rozlišení než předchozí teleskopy. Povrchový výkon kupy Coma v rentgenové oblasti je ukázán na obr. 2.9. Ze znalosti intenzity záření lze určit teplotu plynu a s pomocí vhodného modelu pak i rozdělení hustoty plynu  $\rho(r)$ . Z těchto údajů (teplota a hustota) pak už lze určit rozložení hmotnosti plynu a také celkovou hmotnost plynu.

Analýza dat získaných družicí Einstein byla provedena pro mnoho kup galaxií



Obrázek 2.9: Rentgenové záření z kupy Coma pozorované pomocí satelitu Einstein. Vrstevnice znázorňují oblasti se stejnou intenzitou rentgenového záření. Na pozadí je optický obraz kupy. Převzato z [78].

v roce 1984 W. Formanem a C. Jonesovou [43]. Jejich práce měla několik podstatných závěrů. Zaprvé našli korelaci mezi teplotou plynu a disperzí rychlostí galaxií v kupě, tj. průměrná rychlost částic plynu byla srovnatelná s náhodnou rychlostí galaxií. To znamená, že tyto dvě „tekutiny“ (plyn a galaxie) jsou navzájem v tepelné rovnováze. Zadruhé zjistili, že hmotnost tohoto plynu se v kupách galaxií pohybuje v rozmezí  $10^{13}M_{\odot}$  až  $10^{14}M_{\odot}$ , což je zpravidla třikrát až čtyřikrát více, než hmotnost viditelných hvězd. Přestože tento horký plyn dokáže vysvětlit podstatnou část chybějící hmoty v kupách, stále to není dost. Použitím rovnice hydrostatické rovnováhy se zjistilo, že do vzdálenosti zhruba 1 Mpc se nachází řádově  $10^{15}M_{\odot}$ , tedy srovnatelné množství, jako naznačují pohyby galaxií v kupě [18]. Dynamická hmotnost kupy je tak stále zhruba pětikrát nebo šestkrát větší, než přímo pozorovatelná hmota (plyn a galaxie). Nicméně tyto nesrovnalosti mezi dynamickou hmotou a pozorovatelnou hmotou byly sníženy z Zwickyho odhadu  $M/L = 100$  na pět až šest. V souvislosti s rozvojem (a přijímáním) teorií kolem chladné temné hmoty se tato všudypřítomná tekutina slabě interagujících částic stala přirozenou chybějící komponentou kup galaxií.

Řešením rovnice hydrostatické rovnováhy lze získat i další informace, než jen celkovou hmotnost kupy. Pokud bychom znali přesné rozložení hustoty plynu, tak i jeho teplotu v různých oblastech kupy, můžeme určit detailní rozložení (temné) hmoty v kupě. Observatoř Einstein ovšem neměla dostatečné rozlišení, aby mohla určit přesné rozdělení teploty v kupě, proto se v prvních analýzách považovala kupa za izotermickou. Detailnější určení teploty plynu poskytla až v roce 1999 observatoř Chandra. Analýzou těchto dat se zjistilo, že temná hmota

je ve všech kupách rozmístěna podobně, více centrálněji koncentrovaná nežli plyn. Temná hmota se navíc nijak neshlukuje okolo galaxií, ale je rozmístěna po celé kupě, což potvrzuje dřívější práce na toto téma.

Celkový poměr baryonové látky ku temné hmotě se ukázal být mírně závislý na teplotě, přičemž v maximu dosahuje hodnoty přibližně 0,15. Toto má významné kosmologické důsledky, jak ukázali v roce 1993 White, et al [97]. Z pozorování vyplývá, že do vzdálenosti<sup>9</sup>  $1,5h^{-1}$  Mpc ( $\sim 2$  Mpc) od centra se nachází přibližně šestkrát více dynamické hmoty než pozorovatelné. Dále argumentovali, že by bylo velmi nepravděpodobné, aby kupa Coma byla něčím výjimečná a že tedy tento poměr musí být univerzální. Tento poměr byl ovšem o mnoho větší, než se předpokládalo. Podle standardního CDM modelu se předpokládá  $\Omega_0 = 1$  a teorie primordiální nukleosyntézy omezuje množství baryonové hmoty na maximální hodnotu  $\Omega_b = 0,05$ . Podle pozorovaného poměru je ovšem celková hustota hmoty  $\Omega_m \approx 0,3$ .

Ve své práci pak diskutují čtyři možná vysvětlení. Zřejmým řešením by bylo zavrnutí plochého vesmíru, tedy  $\Omega_0 < 1$ . Ovšem pro inflační model vesmíru je potřeba (téměř) plochý vesmír, což lze zachránit nenulovostí kosmologické konstanty. Druhou možností je nestandardní – nehomogenní nukleosyntéza. Takové modely ovšem potřebují mít velmi přesně nastaveny parametry kvark-hadronového fázového přechodu, a proto jej považují za velmi nepravděpodobný. Třetí uvažovaná možnost jsou negravitační procesy, které by zapříčinily shlukování baryonové hmoty do kup galaxií, čímž by došlo k nadhodnocení poměru baryonové ku temné látce. Takové procesy jsou ovšem mnohem méně pravděpodobnější než procesy vedoucí naopak k podhodnocení tohoto poměru. Jako reálnější se jeví možnost, že by se určité množství temné hmoty nacházelo mimo kupy galaxií. Aby se takový model shodoval s pozorovacími daty, může být této horké temné hmoty maximálně 30%, tedy dojde ke snížení poměru baryonové ku temné hmotě, ale ne dostatečně pro vysvětlení plochého vesmíru. Poslední možností jsou chyby měření a neurčitosti v odhadnuté hmotnosti kupy. White et al. se pokusili numericky odhadnout maximální nepřesnost způsobenou chybami jako, je nesymetrie kupy, nerovnováha systému či nepřesné určení rozložení hustoty. Z výsledků a velmi dobré shody mezi předpovězenou celkovou hmotností kupy z optických i rentgenových dat tuto možnost zavrhl jako velmi nepravděpodobnou. Tato analýza znamenala závažný problém pro standardní CDM model.

V roce 1979 proběhlo první pozorování gravitačního čočkování (více viz A.1.2), když v observatoři Kitt Peak v USA pozorovali dva obrazy stejného kvazaru. V průběhu dalších deseti let byly pozorovány i další objekty, které jeví známky zakřivení, a bylo potvrzeno, že kupy galaxií fungují jako tyto gravitační čočky. Velmi významným aspektem gravitačního čočkování je fakt, že lze pomocí něj zjistit poměrně přesně rozložení (temné) hmoty v kupách. Při mapování pomocí horkého plynu, který vyzařuje rentgenové záření, je potřeba předpokládat hydrostatickou rovnováhu. Ke gravitačnímu čočkování stačí předpoklad, že obecná teorie relativity platí na takto velkých škálách. Zjištěné rozložení hmotnosti pomocí těchto dvou metod je zpravidla podobné a v rámci chyb měření i stejné. Tato dobrá shoda pozorování potvrdila předpoklad rovnováhy v kupách - jak hydrostatické rovnováhy, tak i viriálové rovnováhy.

Gravitační čočkování lze velmi výhodně využít u systémů, které nejsou v rov-

<sup>9</sup> $h$  je bezrozměrná Hubbleova konstanta definována jako  $h = H_0/(100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1})$ .



Obrázek 2.10: Rozložení hmoty v kupě galaxií 1E 0657-56 (Bullet cluster). K opticky viditelným galaxiím je přidána hmota horkého plynu (zobrazena červeně). Modře je pak zobrazena temná hmota detekována pomocí gravitačního čočkování galaxií v pozadí. Převzato z [61].

nováze, např. při srážce dvou kup. Jedním takovýmto příkladem, který odhaluje významnou vlastnost temné hmoty, je kupa 1E 0657-56 (Bullet cluster). Při studiu tohoto objektu se kombinují tři způsoby určení jeho hmotnosti – optické pozorování viditelných galaxií, rentgenové pozorování horkého plynu a mapování rozdělení temné hmoty pomocí gravitačního působení kupy na obrazy galaxií v pozadí.

Tento objekt (viz obr. 2.10) se opticky skládá z hlavní kupy a menší podkupy vzdálených od sebe 720 kpc. V rentgenovém oboru bylo zjištěno, že každá kupa obsahuje i velké množství horkého plynu (zobrazen červeně). Tyto plynné komponenty se ovšem nenacházejí v centrálních oblastech jednotlivých kup, ale mezi nimi. Navíc menší z oblaků plynu má obloukovitý tvar charakteristický pro nadzvukovou srážku s jiným plynným objektem. Takovéto uspořádání je očekávané pro srážku kup galaxií ve velmi vysoké rychlosti (v tomto případě byla z tvarů oblouků určena rychlost srážky na více než 4000 km/s). Jednotlivé galaxie v kupách jsou od sebe velmi vzdálené, a proto při srážce procházejí přímo skrz sebe a nesrážejí se. Naopak plynné komponenty se srážejí a v důsledku postupu rázové vlny vznikají zářící oblouky. Ze zakřivení přicházejícího světla od galaxií v pozadí pak lze určit, kde se temná hmota (zobrazena modře) skutečně nachází. Z obrázku je vidět, že se temná hmota shlukuje kolem galaxií, nikoli okolo horkého plynu. To znamená, že stejně jako galaxie, i temná hmota se nesráží a nijak se nerozptyluje. Toto je očekávané pro temnou hmotu ve formě subatomárních nebaryonových částic jako je CDM.

## 2.3 Současná doba: 1998–2013

### 2.3.1 Urychlená expanze vesmíru

Standardní CDM model předpokládá plochý vesmír s nulovou kosmologickou konstantou ( $\Omega_0 = 1$ ,  $\Omega_\Lambda = 0$ ). Tento model začal mít ovšem mnohé nedostatky, jak při formování struktur vesmíru (viz dále), tak při vysvětlování observačních dat v kupách galaxií, jak ukázali v roce 1993 White, et al. [97]. Další data ze vzdálených kup galaxií ( $z > 0,5$ ) toto jen potvrdila – model s kritickou hustotou hmoty  $\Omega_M = 1$  je vyloučen [8]. K těmto problémům se přidaly další – pozorování vzdálených supernov, která potvrdila urychlenou expanzi vesmíru.

Garnavich et al. v roce 1998 ukázali [33], jak měření supernov typu Ia s vysokým rudým posuvem (více viz A.2.2) spolu s pozorováními reliktního záření ovlivní hustotu hmoty a energie ve vesmíru. Tehdejší pozorování byla ve velmi dobré shodě s tím, že vesmíru dominuje neznámá „X“ komponenta ( $\Omega_X \approx 0,7$ ), která vyhovuje stavové rovnici<sup>10</sup> s  $w \approx -1$ , což odpovídá kosmologické konstantě.

Do dnešní doby bylo analyzováno velmi velké množství supernov. Spolu s detailním měřením reliktního záření je zřejmé, že standardní CDM model není správný. Byl proto nahrazen novějším - standardním  $\Lambda$ CDM modelem. Ten předpokládá dominantní zastoupení hmoty-energie ve vesmíru temnou energií. Např. analýza provedená Conleyem et al. [22] ukázala, že stavová rovnice této temné energie pro plochý vesmír je  $w = -0,91^{+0,17}_{-0,24}$ , což je v souladu s kosmologickou konstantou.

### 2.3.2 CDMS Experiment

Cryogenic Dark Matter Search (CDMS) experiment je umístěný v bývalém železném dole Soudan v USA v Minnesotě s účelem přímo detekovat (supersymetrické) částice temné hmoty v halo. Detekce je založena na následujícím principu: částice temné hmoty se srazí s jádrem polovodičového materiálu (v experimentu je použito germanium a křemík) za kryogenní teploty ( $< 50$  mK) a předá mu část energie. Tato energie je uložena buď ve formě ionizace nebo fononů<sup>11</sup>, u kterých lze již měřit polohu a energii [3].

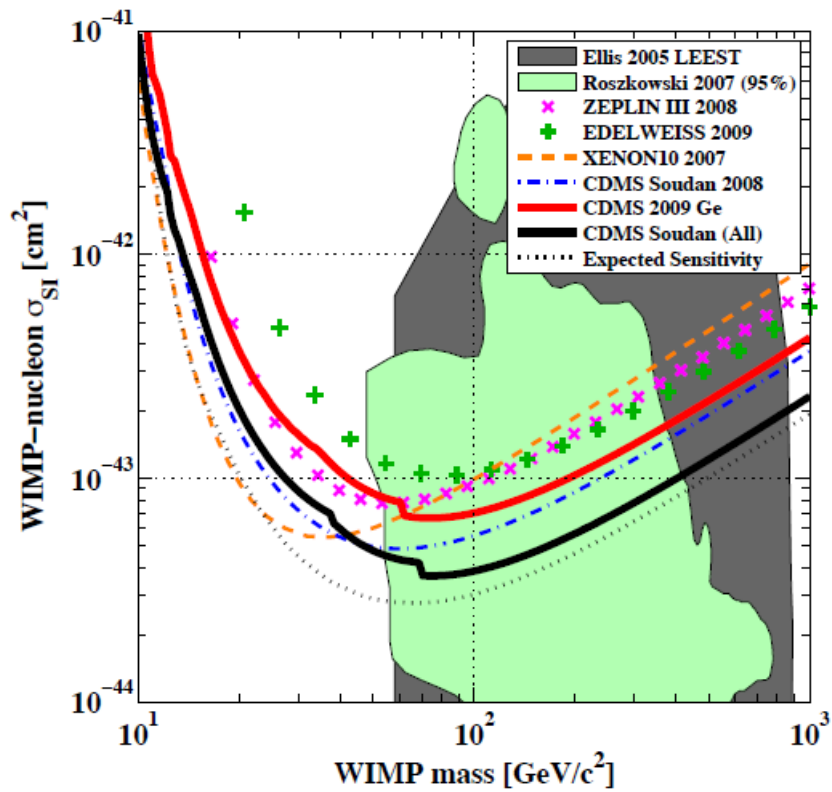
CDMS experiment je již v provozu více jak 10 let a přestože zatím definitivně nedetekoval žádnou WIMP částici (Weakly Interacting Massive Particle), poskytl horní limity na účinný průřez interakce WIMP-jádro. Na obr. 2.11 je závislost účinného průřezu pro spinově nezávislou elastickou srážku WIMP-jádro v závislosti na hmotnosti WIMP. Křivka nabývá minima pro účinný průřez  $\sigma = 3,8 \cdot 10^{-44}$  cm<sup>2</sup> a hmotnost<sup>12</sup> 70 GeV.

<sup>10</sup>Parametr  $w$  je definován jako poměr tlaku a hustoty energie,  $w = P/\rho c^2$ . Ze zákona zachování energie pak lze odvodit rovnici  $\rho \propto a^{-\alpha}$ , kde  $a$  je škálovací parametr (škálovací faktor, expanzní funkce) a  $\alpha = 3(1+w)$ . Pro hmotu je  $w = 0$ , pro záření  $w = 1/3$ , pro temnou energii (záporný tlak)  $w < 0$  a  $w = -1$  pro kosmologickou konstantu.

<sup>11</sup>Fonon je tzv. kvazičástice šířící vibrační kvantum v krystalové mřížce.

<sup>12</sup>Pokud uvádím hmotnost částic v eV, standardně tím myslím v jednotkách eV/ $c^2$ .





Obrázek 2.11: Horní odhad účinného průřezu interakce WIMP-jádro jako funkce hmotnosti částice. Černá tučná křivka ukazuje odhady na základě všech provedených měření. Pro srovnání jsou ukázány i předchozí výsledky z CDMS, EDELWEISS II, XENON10 a ZEPLIN III. Plné oblasti ukazují povolené parametry vypočítané z některých minimálních supersymetrických modelů. Převzato z [3].

### 2.3.3 DAMA Experiment

DAMA experiment je detektor v Itálii v Národní laboratoři Gran Sasso sloužící zejména k detekci částic temné hmoty v galaktickém halo. Jak Země obíhá kolem Slunce, mění se rychlost pohybu Země vůči galaktickému halo. Tato změna má roční periodou, přičemž kolem 2. června tato rychlost dosahuje maxima (rychlost Země se sčítá s rychlostí Slunce vůči halo) a naopak okolo 2. prosince minima (rychlost Země se odčítá od rychlosti Slunce). Vyšší rychlost znamená vyšší četnost detekcí. Tyto periodické odchylky pak jsme schopni měřit [11].

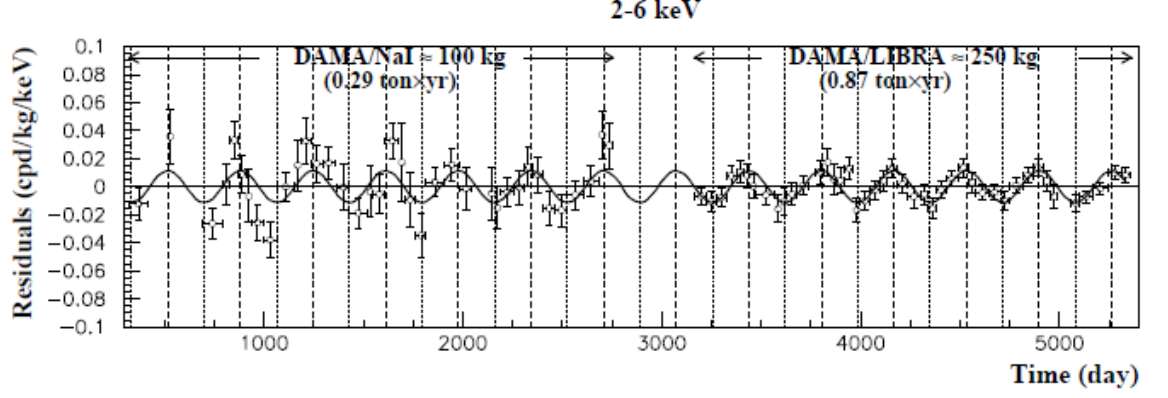
Tento signál od částic temné hmoty lze rozlišit od jiného záření kvůli následujícím vlastnostem: četnost událostí musí obsahovat složku modulovanou podle funkce kosinus s roční periodou a takovou fází, aby dosahovala maxima kolem 2. června. Signály musí být pouze nízkoenergetické, tak aby je mohly vyvolat částice temné hmoty. Navíc se musí jednat o takové události, kdy pouze jediný detektor zareaguje (pravděpodobnost vícečetné interakce temné hmoty je zanedbatelná).

Výsledky tohoto experimentu za 13 let jsou uvedeny na obr. 2.12. Je zde ukázána časová závislost reziduálních četností v rozsahu energií (2–6) keV. Proložená křivka je funkce:  $A \cos \omega(t - t_0)$  s periodou  $T = \frac{2\pi}{\omega} = 1$  rok a fází  $t_0 = 152,5$  dní (2. červen) a modulační amplitudou  $A$  získanou z nejlepšího fitu ze 13 ročních cyklů.

Roční modulace je zde jasně patrná s amplitudou kolem 2% v rozmezí (nízkých) energií (2–6) keV, jak je očekáváno pro roptyl jader galaktickými WIMP. Stejně tak i fáze - maximum nastává pro červen. Přesto není stále úplně jasné, zda-li se jedná o detekci temné hmoty, jelikož jiné experimenty tyto výsledky nepotvrdily. To může být způsobeno tím, že např. CDMS experiment, který by měl mít mnohem větší přesnost, je spinově nezávislý (použité prvky mají celkový spin jádra nula), kdežto DAMA projekt používá prvky s nenulovým celkovým spinem. Pokud by tedy částice temné hmoty interagovaly silněji s jádry mající spin, bylo by přirozené, že DAMA tyto částice „vidí“ na rozdíl od CDMS. Přesto všechny tyto výsledky musí potvrdit i jiné nezávislé experimenty.

### 2.3.4 Družice Planck

Družice Planck byla vypuštěna 14. května 2009 a od 12. srpna 2009 je bez přerušení v provozu. Družice nese 74 detektorů schopných měřit jak velmi široký rozsah frekvencí (25 Hz až 1000 GHz), tak i s velmi velkým úhlovým rozlišením. Hlavním úkolem družice je měření anizotropie teploty reliktního záření. Vesmír, jak jej Planck pozoruje, se jeví být velmi dobře popsitelný standardním plochým  $\Lambda$ CDM modelem s 6 parametry. Provedená analýza dat z družice potvrdila např. kosmickou inflaci, poskytla důkaz existence temné energie pouze analýzou reliktního záření, byla nalezena poměrně nízká hodnota Hubbleovy konstanty či potvrzeny anomálie na velkých úhlových škálách v reliktním záření [1].



Obrázek 2.12: Časová závislost reziduálních četností změřených DAMA/NaI přes sedm ročních cyklů a DAMA/LIBRE přes šest cyklů v rozmezí energií (2-6) keV. Proložená křivka je  $A \cos \omega(t - t_0)$  s periodou  $T = \frac{2\pi}{\omega} = 1$  rok, fází  $t_0 = 152,5$  dní (2. červen) a modulační amplitudou  $A$  rovnou nejlepšímu fitu ze všech dat. Převzato z [11].

Některé kosmologické parametry získané z družice [2]

$$\begin{aligned}
 H_0 &= 67,3 \pm 1,2 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}, \\
 \Omega_b h^2 &= 0,02205 \pm 0,00028, \\
 \Omega_{cdm} h^2 &= 0,1199 \pm 0,0027, \\
 \Omega_M &= 0,315 \pm 0,016, \\
 \Omega_\Lambda &= 0,686 \pm 0,020, \\
 w_{DE} &= -1,13_{-0,10}^{+0,13}.
 \end{aligned}$$

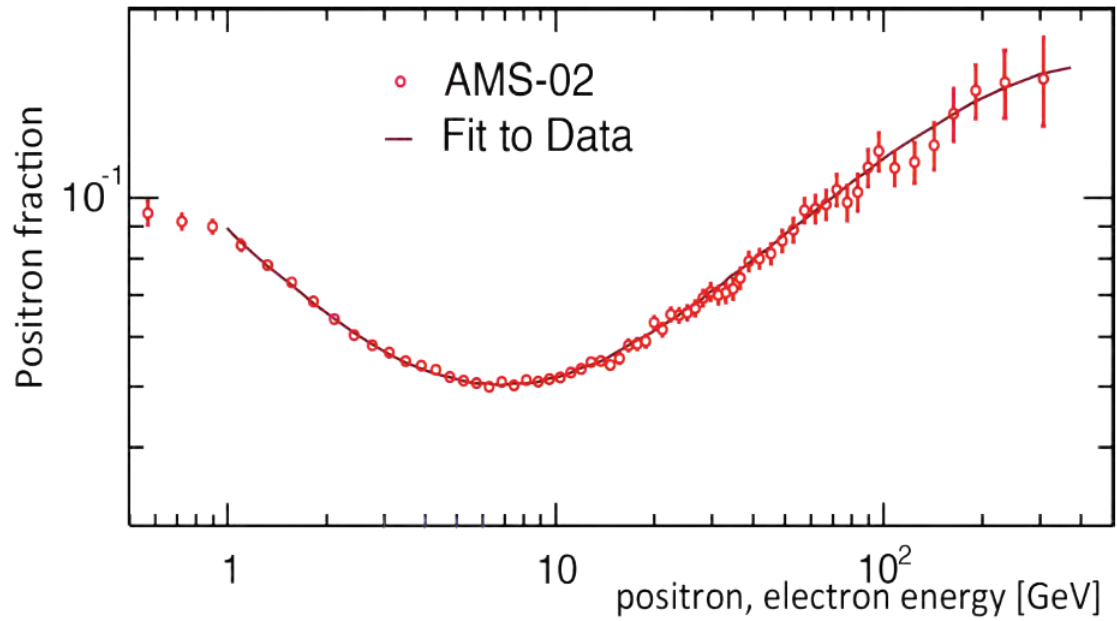
### 2.3.5 ADMX Experiment

Axion Dark Matter eXperiment (ADMX) je experiment nacházející se v USA v Národní laboratoři Lawrence Livermora navržený pro detekci axionů, lehkých částic předpovězených pro řešení CP problému v kvantové chromodynamice (více o axionech viz 3.3.4). Axiony z galaktického halo interagují s magnetickým polem v laboratoři, rozpadají se a přeměňují na fotony, které mohou být již detekovány. Doposud nebyly tyto fotony detekovány, pouze se zpřesňují odhady na hmotnost axionů při dané axion-foton interakční konstantě [13].

### 2.3.6 AMS Experiment

Vědci pracující na projektu Alpha Magnetic Spectrometr (AMS) zveřejnili první výsledky své práce. AMS experiment je nejvýkonnější a nejpřesnější zařízení, které kdy bylo vyneseno do vesmíru. AMS je umístěn na Mezinárodní vesmírné stanici od 9. května 2011 a od té doby provedl již více než 30 miliard měření. Detekuje přicházející kosmické záření o energiích 0,5 až 350 GeV [4].

Během prvních 18 měsíců bylo detekováno a jednoznačně identifikováno 6,4 milionů elektronů a více než 400 000 pozitronů, což je nejvyšší počet antičástic detekovaných a analyzovaných z kosmu. AMS změřil podíl pozitronů (tok pozitronů ku celkovému toku pozitronů a elektronů) v rozmezí 0,5 až 350 GeV (viz



Obrázek 2.13: Podíl pozitronů změřených AMS v závislosti na jejich energii. Pře-  
vzato z [4].

obr. 2.13). Podíl pozitronů nevykazuje žádnou strukturu, anizotropii či časovou závislost. Z přesného tvaru spektra ve vyšších energiích lze určit, zda pozitrony pocházejí od srážek částic temné hmoty, od pulsarů<sup>13</sup> v centru galaxie či zbytků supernov.

---

<sup>13</sup>Pulsar (pulzující hvězda) je rotující neutronová hvězda, která vyzařuje elektromagnetické záření. Kvůli odchýlení magnetické osy od osy rotace přijímáme záření v pravidelných intervalech (milisekundy až sekundy).

# 3. Teorie

## 3.1 Limity na temnou hmotu

Z mnoha pozorování jasně vyplývá, že na všech škálách vesmíru pozorujeme méně hmoty, než zde ve skutečnosti je. Co je ovšem zač tato chybějící hmota? Z čeho se skládá a jaké má vlastnosti? Tato látka musí být dostatečně *chladná* – pomalu se pohybující, aby zůstala v disku Mléčné dráhy, ale i dost *horká* – rychlá, aby se příliš neshlukovala během vývoje vesmíru. Takovéto vlastnosti má baryonová hmota – běžně pozorujeme jak husté hvězdy, tak mezihvězdný plyn. Přesto baryonová látka nemůže vysvětlit celou chybějící hmotu.

Zářivost nejlehčích pravých hvězd (takových, co získávají svou energii z nukleosyntézy) s hmotností  $0,085 M_{\odot}$  je přibližně  $10^{-3} L_{\odot}$ . I přesto, že jsou velmi tmavé, v naší Galaxii je můžeme pozorovat jednotlivě. Pokud by měly vysvětlovat  $M/L=5$  až  $10$ , jak vyplývá z rotačních křivek, musely by být ve větším počtu viditelné i v dalších galaxiích [80].

Podobně lze vyloučit i mezihvězdný plyn. Takovýto plyn nesmí být příliš chladný ani horký, jelikož by produkoval absorpční/emisní čáry, které nepozorujeme. Velmi horký plyn by vyzařoval rentgenové záření, které sice pozorujeme (dokonce velmi izotropní záření), přesto jsou zde důvody, proč toto záření není způsobeno horkým plynem. Zprvč ohřátí takového plynu by potřebovalo více než 10% veškeré nukleární energie ve vesmíru (a žádné takové zdroje nejsou známé), a za druhé po odečtení příspěvků galaxií, kvazarů a kup, které jsou zdroji rentgenového záření, nemůže již být zbývající spektrum vysvětleno pomocí tepelného záření [34].

Dlouhou dobu se věřilo, že by temná hmota mohla být v podobě hnědých trpaslíků, velmi hmotných planet či v konečné fázi vývoje hvězd – bílých trpaslicích, neutronových hvězdách či černých dírách. Tyto objekty sice obsahují mnoho hmoty (viz dále), ale veškerou temnou hmotu vysvětlit nemohou. Teorie primordiální nukleosyntézy stanovuje horní limit, kolik může být maximálně ve vesmíru obsaženo baryonové látky. Pokud by jí při vzniku vesmíru bylo více, pozorovali bychom dnes jiné zastoupení prvků a fotonů ve vesmíru [17].

Poslední možností, která může vysvětlovat baryonovou temnou hmotu, jsou primordiální černé díry. Tyto černé díry vznikly ještě před procesem primordiální nukleosyntézy, a tudíž se nepočítají do maximálního podílu baryonové látky. Pokud by tyto černé díry byly velmi masivní, mohli bychom pozorovat jejich gravitační účinky (což nepozorujeme). Pokud by ovšem naopak byly lehké, nevysvětlily by tolik temné hmoty, kolik je potřeba [19].

Z výše uvedeného vyplývá, že podstatná část této temné hmoty musí být v jiné formě než baryonová hmota.

### 3.1.1 Primordiální nukleosyntéza

Teorie nukleosyntézy v prvních minutách po vzniku vesmíru (10 s až 3 min) předpovídá množství vzniklých lehkých jader He, D a Li, přičemž toto množství záleží na jediném parametru, poměru mezi hustotou baryonů a fotonů  $\eta = n_b/n_{\gamma}$ .

Tato hustota má k dnešní pozorovatelné hustotě baryonů  $\Omega_b$  vztah [71]

$$\Omega_b h^2 = 0,0037 \cdot \eta \cdot 10^{10}. \quad (3.1)$$

Mezi těmito lehkými prvky se k hornímu odhadu baryonové hmoty nejvíce hodí deuterium. Množství deuteria má silnou závislost na baryonové hustotě a navíc při jaderných procesech ve hvězdách se tento izotop pouze ztrácí a nevytváří se žádný nový. Pozorováním Lymanových sérií<sup>1</sup> spektrálních čar v mezihvězdném médiu naší Galaxie lze určit průměrný poměr deuteria a vodíku jako  $(D/H) = (1,6 \pm 0,1) \cdot 10^{-5}$  [49]. Primordiální poměr může být dvakrát až pětkrát větší, podle různých modelů evoluce, ale zajisté není menší [85]. Pozorováním systémů s velkým rudým posuvem lze určit tento poměr. Měření J. M. O'Meara et al. [62] pro několik takových systémů ( $z \cong 2,5$ ) dává odhad  $(D/H) = (3 \pm 0,4) \cdot 10^{-5}$ , tedy v dobré shodě s předpovědí.

Nejsilnější podmínky na  $\eta$  klade právě poměr D/H. Nicméně i hustoty dalších prvků –  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^7\text{Li}$  či nestabilního izotopu  ${}^6\text{Li}$  ovlivňují  $\eta$ . Výsledná analýza primordiální nukleosyntézy určuje dnešní baryonovou hustotu jako [17]

$$\Omega_b h^2 = 0,020 \pm 0,002. \quad (3.2)$$

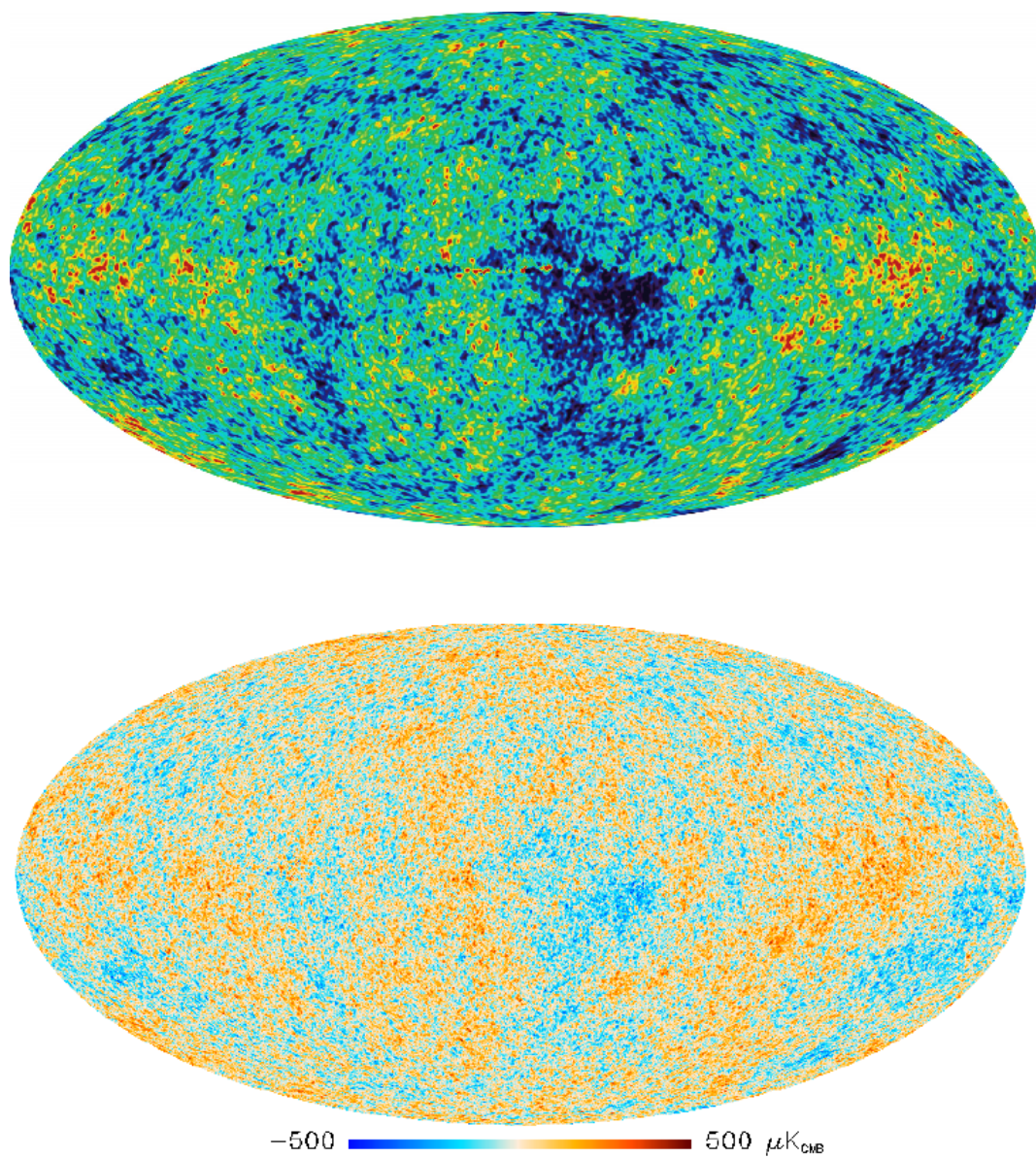
### 3.1.2 Reliktní záření

Reliktní záření (Cosmic Microwave Background - CMB) je elektromagnetické záření v mikrovlnné oblasti. Toto záření je pozůstatkem, reliktem, z rané fáze vesmíru. V této době (éra záření: 10 s až 300 000 let) byl vesmír tvořen velmi hustým a horkým plazmatem – směsí jader, volných elektronů a fotonů. Tyto částice se mezi sebou neustále srážely a předávaly si energii. Díky tomu se ustanovala termodynamická rovnováha a vesmír měl všude skoro stejnou teplotu. Jak se vesmír rozpínal, ochlazoval se, a jakmile dosáhla teplota jisté kritické hodnoty ( $T \cong 3000$  K), zformovaly se z protonů a elektronů atomy. Tyto atomy již nemohly absorbovat okolní záření. Fotony se tak mohly začít volně pohybovat a vesmír se stal průhledným. Tyto fotony již nezanikaly a jsou zde proto přítomny dodnes. Tyto fotony nazýváme reliktním zářením. V důsledku dalšího rozpínání vesmíru se tyto fotony ochladily z původní vysoké hodnoty na dnešní teplotu 2,7255 K [1].

Díky tomu, že vesmír měl v době rekombinace (přesněji deionizace) všude přibližně stejnou teplotu, má i reliktní záření stejnou teplotu nezávisle na směru, odkud přichází – je téměř izotropní. V důsledku fluktuací hustoty ale není toto záření dokonale izotropní. Dokonce ani nemůže být dokonale izotropní, abychom pozorovali dnešní strukturu vesmíru (viz dále). Tyto odchylky od průměrné teploty jsou velmi malé, řádově desetiny mK. Na obr. 3.1 je mapa reliktního záření z dat získaných sondou WMAP a novější mapa získaná družicí Planck. Horké oblasti (červené) na mapě z dat získaných WMAP jsou pouze o 0,0002 K teplejší než studené oblasti (modré).

Analýzou reliktního záření lze získat mnoho informací o složení a vývoji vesmíru. Přesné měření spektra, anizotropie a fluktuací tohoto záření dává podmínky

<sup>1</sup>Lymanova série je série spektrálních čar v atomu vodíku, které vznikají při přechodu elektronu z vyšších hladin do první (základní), Ly- $\alpha$ =121,6 nm.



Obrázek 3.1: Mapa reliktního záření z dat získaných sondou WMAP (nahore), respektive z družice Planck (dole). Převzato z [61], respektive z [1].

na geometrii vesmíru, dnešní složení hmoty a záření či na vlastnosti primordiálních fluktuací v hustotě. Z těchto údajů lze získat řadu kosmologických parametrů jako je celková hustota hmoty-energie  $\Omega_0 \equiv \Omega_b + \Omega_{cdm} + \Omega_\Lambda$ , baryonová hustota  $\Omega_b$ , hustoty hmoty  $\Omega_M$ , hustota chladné temné hmoty  $\Omega_{cdm}$ , hustota energie vakua  $\Omega_\Lambda$ , Hubbleova konstanta  $h$  a další [71].

Různá měření těchto parametrů dávají různé výsledky. Udávané hodnoty z analýzy MAXIMA-1 jsou [86]

$$\begin{aligned}\Omega_0 &= 0,9_{-0,16}^{+0,18} \\ \Omega_b h^2 &= 0,033_{-0,013}^{+0,013} \\ \Omega_{cdm} h^2 &= 0,17_{-0,07}^{+0,16}\end{aligned}$$

Novější analýza přesnějších dat z družice Planck udává mimo jinými parametry [2]

$$\begin{aligned}H_0 &= 67,3 \pm 1,2 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} \\ \Omega_b h^2 &= 0,02205 \pm 0,00028 \\ \Omega_{cdm} h^2 &= 0,1199 \pm 0,0027 \\ \Omega_M &= 0,315 \pm 0,016 \\ \Omega_\Lambda &= 0,686 \pm 0,020\end{aligned}$$

Tyto výsledky jsou ovšem silně závislé na použitém modelu a je zde silná korelace mezi různými veličinami, např. celkovou hustotou hmoty  $\Omega_M$  a kosmologickou konstantou  $\Omega_\Lambda$ . Výsledky z pozorování reliktního záření a z modelů primordiální nukleosyntézy (vhodnou volbou některých volných parametrů) se dobře shodují. I přestože nelze přesně určit baryonovou hustotu ve vesmíru, výsledky jasně ukazují, že tato forma hmoty našemu vesmíru jistě nedomínuje.

### 3.1.3 Formování struktur vesmíru

Inflační model vesmíru předpovídá velice hladký, homogenní a izotropní vesmír. Podle této teorie prodělal vesmír ve velmi raném období fázový přechod. Před inflací byl vesmír velmi malý a kauzálně propojený, tedy zde mohla být ustanovena homogenita a izotropie. Tuto homogenitu a izotropii pak expanze roztáhne na velkou oblast (přibližně  $10^{28}$ -krát větší), z níž pak dalším rozšířením vznikl soudobý vesmír. V důsledku fluktuací hustoty se pak vytvořily dnešní pozorované struktury ve vesmíru - galaxie a kupy galaxií. Kromě toho, že inflační model vesmíru předpovídá homogenní a izotropní vesmír, řeší i rovinnost vesmíru. Díky exponenciálnímu rozpínání se vesmír z libovolné počáteční křivosti vyhladí – na hodnotu  $|\Omega_k| < 10^{-62}$ . Nulová křivost vesmíru pak implikuje, aby hustota hmoty a energie byla 1,  $\Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$  [78].

Již od dob Newtona bylo známo, že jakýkoli téměř homogenní objekt je gravitačně nestabilní - malá fluktuace hustoty i v jinak dokonale homogenním izotropním prostředí způsobí kolaps v důsledku gravitace. Toto je možné vidět z Poissonovy rovnice

$$\Delta\phi(r) = 4\pi G\rho(r), \quad (3.3)$$



kde  $\phi(r)$  je gravitační potenciál v místě  $r$  a  $\rho(r)$  hustota látky v místě  $r$ . Rovnici za použití  $\nabla\phi = -\ddot{r}$  přepíšeme do tvaru

$$\frac{\ddot{r}}{r} = -\frac{4}{3}\pi G\rho. \quad (3.4)$$

Jelikož hustota látky je očividně nenulová, neexistuje statické řešení ( $\ddot{r} \neq 0$ ). Sir James Jeans v roce 1902 odvodil kritérium pro gravitační kolaps [41]. V případě, že vnitřní tlak není dostatečný na vyrovnání gravitace, dojde ke kolapsu. Fluktuační hustoty  $\delta\rho = \rho - \bar{\rho}$ , kde  $\bar{\rho}$  je průměrná hustota, roste s časem exponenciálně

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \equiv \delta = \exp(t/t_c), \quad (3.5)$$

kde  $t_c$  je škálovací čas (čas volného pádu)

$$t_c \approx \frac{1}{\sqrt{G\bar{\rho}}}. \quad (3.6)$$

Tento exponenciální kolaps platí ovšem jen pro statický objekt. Vesmír není statický, je rovnoměrně expandující do všech směrů, což změní povahu kolapsu. V roce 1946 Evgenii Lifshitz ukázal, že kolaps bude pouze mocninnou závislostí na čase [59].

Jestliže zvuková vlna šířící se rychlostí  $c_z$  je schopna projít prostředím o velikosti  $l$  za kratší dobu, než je škálovací čas  $t_c$ , pak tlakové síly mohou zabránit kolapsu. Kritická délková škála je pak

$$l_c \approx \frac{c_z}{\sqrt{G\bar{\rho}}}. \quad (3.7)$$

Tato vzdálenost se nazývá Jeansovou délkou. Pro větší objekty gravitace převáží nad tlakem a dojde ke kolapsu.

V době, kdy baryonová hmota byla stále ionizovaná ( $T > 3000$  K), byla efektivní rychlost zvuku přibližně rovna rychlosti světla ( $c_z = c/\sqrt{3}$ ). Jelikož škálovací čas je přibližně roven stáří vesmíru, pak Jeansova délka bude zhruba velikost horizontu. Tedy Jeansova délka je srovnatelná s kauzálně propojenými částmi vesmíru. Ale kolaps může probíhat jen v kauzálně propojených částech a tedy gravitační kolaps není před deionizací možný. Dokud bude hustota záření dominovat nad hustotou látky, nemohou fluktuační růst – tzv. Mészáros effect [53].

Při deionizaci rychlost zvuku v baryonové tekutině dramaticky klesla z přibližné hodnoty 170 000 km/s na 5 km/s a mohl tak začít gravitační kolaps této baryonové komponenty. Abychom mohli pozorovat dnešní struktury vesmíru, které samozřejmě mají větší hustotu než průměrnou, musí být současná fluktuační hustoty alespoň  $|\delta| \approx 1$ . Při deionizaci ( $z = 1000$ ) pak tyto fluktuační hustoty musí být řádově  $|\delta| \approx 0,001$ . Tyto fluktuační hustoty se musí také projevit v teplotě reliktního záření jako odpovídající fluktuační hustoty alespoň řádu  $10^{-4}$  až  $10^{-3}$ . Tyto odchylky od průměrné teploty byly v reliktním záření hledány, ale nenalezeny, respektive byly nalezeny mnohem menší fluktuační hustoty než bylo původně očekáváno [92].

Zde je potřeba poznamenat, že takto velké fluktuační hustoty ( $|\delta| \approx 0,001$ ) v době rekombinace jsou potřeba pouze za předpokladu, že fluktuační hustoty rostou jako  $(1+z)^{-1}$ . To je obecně přijímaná teorie formování struktur vesmíru, odvozená

ovšem za speciálních hraničních podmínek. Pokud se příslušná rovnice<sup>2</sup> vyřeší obecněji, lze získat i řešení, které roste velmi rychle. I z malé počáteční fluktuace hustoty (v době rekombinace) by se pak mohly zformovat dnešní pozorované struktury [52].

Pokud se přijme klasická teorie formování ( $|\delta| \propto (1+z)^{-1}$ ), musí se vysvětlení hledat v nebaryonové hmotě. Postupně se v historii vytvořilo (a zavrhl) několik návrhů, jak si tyto nesrovnalosti vysvětlit. Prvně v roce 1973 Cowsik a McClelland dokázali [23] (a nezávisle na nich Szalay a Marx v roce 1976 [88]), že pokud by neutrino měla malou nenulovou hmotnost, mohla by dominovat vesmíru. V roce 1978 pak skupina astrofyziků tuto teorii rozšířila a ukázala [37], že jakákoli těžká stabilní částice podobná neutrinu, která je zbytkem po Velkém třesku, může tvořit temnou hmotu a bude mít významný vliv na formování struktur vesmíru. Pokud by kromě baryonů a fotonů existovala ještě další komponenta, která by dominovala hmotě ve vesmíru, ale zároveň by neinteragovala s fotony, pak by rychlost zvuku v takovéto tekutině mohla být mnohem menší než rychlost světla a Jeansova délka menší než velikost horizontu. V takovém případě by fluktuace mohly růst, struktury by se mohly začít formovat, již před deionizací baryonů.

Důležitým kritériem, aby tyto hypotetické částice vyhověly pozorováním, je jejich dostatečně vysoká klidová hmotnost. Dokud jsou tyto částice relativistické, dokud jejich kinetická energie neklesne pod klidovou hmotnost, je efektivní rychlost zvuku v takovéto tekutině  $c/\sqrt{3}$ , stejně jako u baryon-fotonové tekutiny. Jakmile se však energie sníží pod tuto hranici, začne se tato forma hmoty chovat jako nerelativistický plyn a rychlost zvuku se dramaticky sníží. Toto se pak odrazí i ve fluktuacích reliktního záření. Fluktuace v této formě mohou začít dříve a dosáhnout v době deionizace potřebných  $|\delta| \approx 10^{-4}$ , zatímco fluktuace baryon-fotonové tekutiny mohou být jen  $10^{-5}$ , aby vyhověly pozorováním.

Pokud by klidová hmotnost těchto částic byla moc malá (jako např. hmotnost neutrin  $m_\nu < 2$  eV), byly by velmi dlouho relativistické (“horké”) a nemohly by se začít shlukovat. Za horkou temnou hmotu považujeme částice, které jsou relativistické v okamžiku, kdy se oddělí od fotonů. Objekty, které by se mohly začít formovat zatímco by tyto částice byly relativistické, by byly příliš velké a těžké (nadkupy galaxi). Lehčí objekty by se začaly formovat až po jejich zchladnutí (když jejich kinetická energie klesne pod klidovou hmotnost). Formování struktur by se tedy dělo od nejvyšších objektů po nejmenší (i tato možnost byla některými kosmology oblíbená, např. Zeldovich [101]). S problémem horké temné hmoty jako je neutrino jsou i další problémy. Numerické simulace (např. [98]) ukázaly, že objekty o hmotnosti galaxií by se zformovaly příliš pozdě ( $z \approx 2$ ), přičemž ve skutečnosti pozorujeme i objekty s vyšším rudým posuvem (starší).

Když byla vyřazena horká temná látka, je možná i varianta s chladnou látkou (CDM). První argumenty prezentoval ve své práci z roku 1982 Peebles [69]. Zde uvažuje, že hmotě by dominovaly hypotetické masivní slabě interagující částice – WIMP. Ukazuje, jak by toto ovlivnilo formování struktur vesmíru a jaké by to mělo důsledky pro fluktuace v reliktním záření. V dalších letech na toto téma vycházelo spousta článků (např. [14], [95]). CDM se skládá z částic, které jsou nerelativistické, když se oddělí od fotonů. Díky velmi malému účinnému průřezu tyto částice neinteragují ani se sebou samými a v této tekutině tedy nejsou ani žádné dynamické efekty jako v jiných plynech. Jeansova délka v chladné temné

---

<sup>2</sup> $\ddot{\delta} + 2H\dot{\delta} - (c_s^2 a^{-2} \Delta + 4\pi G\rho)\delta = 0.$

hmotě je proto nulová (nulová rychlost zvuku), a tedy fluktuace hustoty mohou růst nezávisle na jejich velikosti. To má za následek, že formování struktur vesmíru probíhá od nejmenších objektů (lehké galaxie) po ty největší (nadkupy galaxií). V tomto modelu tedy můžeme pozorovat i velmi staré galaxie (s vysokým rudým posuvem). Navíc díky nízké rychlosti se tyto částice mohou vázat v libovolném množství na galaxie – rozlehlá temná halo galaxií mohou být tvořena právě touto temnou hmotou.

## 3.2 Baryonová temná hmota

### 3.2.1 Červení trpaslíci, hnědí trpaslíci, bílí trpaslíci

Halo naší galaxie je složené z prozatím neidentifikované temné hmoty. Dříve se předpokládalo, že je složené z baryonové hmoty, ale pozdější experimenty dokázaly, že baryonová látka může tvořit pouze pár procent. Mikročočkové experimenty byli navrženy pro detekci (baryonových) kandidátů na temnou hmotu o hmotnosti ( $10^{-7}$  až  $1$ ) $M_{\odot}$ . Takovéto masivní nesvítlivé objekty jsou nazývány MACHOs (Massive Compact Halo Objects).

Mikročočkové experimenty detekovali objekty o hmotnosti  $0,5M_{\odot}$ , a tedy bílí trpaslíci, jako možní kandidáti na temnou hmotu, se jevíli slibně. Nicméně bílí trpaslíci nejsou úplně ideálním kandidátem, aby tvořili většinu temné hmoty. Významná část baryonové hmoty ve vesmíru by měla projít skrz bílé trpaslíky (či neutronové hvězdy). Kombinací takové hmotnosti a množství trpaslíků by jsme museli pozorovat nadbytek uhlíku a dusíku, jak uvnitř galaxií, tak v mezihvězdném plynu. Navíc by infračervené záření produkované předchůdci bílých trpaslíků interagovalo s  $\gamma$ -zářením z blazarů<sup>3</sup> a my bychom toto záření na Zemi nedetekovali [32].

Z těchto experimentů lze také odhadnout, jak velkou část halo tvoří právě MACHOs. Tyto odhady ovšem silně závisí na použitém modelu galaxie. Užitím izotermického modelu galaxie lze odhadnout, že  $50_{-20}^{+30}\%$  halo je z MACHOs. Velmi mnoho jiných modelů pak předpokládá spíše menší zastoupení MACHO v halo (0% až 30%) a téměř žádný 100%.

Baryonová látka tedy může tvořit halo pouze z malé části. Červení trpaslíci s hmotností (0,09 až 0,2)  $M_{\odot}$  a hnědí trpaslíci s hmotností menší než 0,09  $M_{\odot}$  tvoří méně než 1% halo, pravděpodobně méně než 0,3% halo. Chyby těchto odhadů jsou způsobeny nepřesnými modely galaxie, možností že některé hvězdy jsou ve skutečnosti dvojhvězdy (v takovém případě má dvojhvězda silnější gravitační pole, než by odpovídalo její magnitudě) či předpokládané rozložení hmoty halo je úplně odlišné od skutečnosti, např. že hnědí trpaslíci se vyskytují pouze na velkých vzdálenostech od centra galaxií.

### 3.2.2 Černé díry, neutronové hvězdy

Zásadním problémem neutronových hvězd ( $m \sim 1,5 M_{\odot}$ ) a černých děr vzniklých z hvězd ( $m \geq 1,5 M_{\odot}$ ) je skutečnost, že u mikročočkových experimentů bychom

<sup>3</sup>Blazar (blazing quasi-stellar object) je kompaktní objekt, který vyzařuje velmi energetické záření od rádiové oblasti spektra po gamma záření. Blazary jsou považovány za aktivní jádra galaxií s relativistickými výtrysky (jety) orientovanými směrem k pozorovateli.

měli pozorovat mnohem delší doby přechodů než pozorujeme (odpovídající  $m \sim 0,5 M_{\odot}$ ). Samozřejmě je možné, že takové přechody někdy budeme pozorovat, ale to, že jsme je doposud nepozorovali znamená, že takových hmotných objektů bude velmi málo. Další problém neutronových hvězd je podobný jako u bílých trpaslíků, tj. množství uhlíku a dusíku vzniklé z předchůdců neutronových hvězd nesouhlasí s pozorovanými údaji. Tento nadbytek by byl díky větší hmotnosti neutronových hvězd mnohem výraznější než u bílých trpaslíků.

Fluktuace hustoty v raném vesmíru s dostatečnou počáteční amplitudou může zkolabovat a utvořit černou díru. Tyto primordiální černé díry by mohly přežít dodnes a tvořit alespoň část temné hmoty. Díky své atomární velikosti ( $r \sim 10^{-10}$  m) jsou efektivně bezsrážkové. Velmi lehké černé díry ( $m_{BH} < 5 \cdot 10^{11}$  kg) mají kvůli Hawkingovu záření<sup>4</sup> menší dobu života, než je stáří vesmíru. Černé díry s o něco větší hmotností vyzařují gamma záření s energií okolo 100 MeV. Pozorování extragalaktického gamma záření pak dává horní limit na kosmologickou hustotu černých děr. Pro černé díry s hmotnostmi  $m_{BH} = 10^{14}$  kg je to pouze  $\Omega_{BH} \leq 10^{-9}$ . Pozorováním bílých trpaslíků a neutronových hvězd pak lze omezit i příspěvek těžších děr ( $m_{BH} < 10^{23}$  kg) na méně než 1% temné hmoty. Pro rozsah hmotností  $10^{23}$  kg  $< m_{BH} < 10^{31}$  kg lze pomocí mikročočkování omezit příspěvek primordiálních děr na max. 8% hmotnosti halo. Vyšší hmotnosti se pak již projeví i v reliktním záření a jejich příspěvek je omezen na  $10^{-7}\%$  [19].

### 3.3 Nebaryonová temná hmota

Z výsledků analýzy reliktního záření, pomocí teorií primordiální nukleosyntézy či z výsledku pozorování pohybů galaxií v kupách lze dospět ke stejnému závěru. Většina hmoty ve vesmíru by měla být nebaryonová. Jaké vlastnosti musí tyto částice mít? Nesmí být elektricky nabitě, musí být dlouhodobě stabilní a měly by mít nenulovou klidovou hmotnost. Tyto vlastnosti vyřadí z možných kandidátů většinu částic standardního modelu. Jediným zbylým kandidátem je neutrino. Kvůli vlastnostem diskutovaným níže ovšem nemůže neutrino samo o sobě vysvětlit temnou hmotu. Neexistuje tedy žádná částice standardního modelu, která by mohla vysvětlit temnou hmotu.

Částice nebaryonové temné hmoty dělíme do tří kategorií podle velikosti jejich rychlosti (energie) v době, kdy se oddělily od záření, tj. kdy přestaly interagovat s fotony.

- Chladná temná hmota (Cold Dark Matter - CDM) - částice pohybující se klasickými rychlostmi ( $E_k \ll E_0$ )
- Teplá temná hmota (Warm Dark Matter) - částice pohybující se relativisticky ( $E_k \sim E_0$ )
- Horká temná hmota (Hot Dark Matter) - částice pohybující se ultrarelativisticky ( $E_k \gg E_0$ )

Možná je také varianta, kdy se temná hmota skládá z více částí, např. jak z chladné látky, tak horké. V dnešní době se nejvíce kandidátů hledá mezi chladnou

<sup>4</sup>Hawkingovo záření je tepelné záření černých děr způsobené kvantovými efekty v blízkosti horizontu událostí. Díky tomuto záření černé díry ztrácejí hmotnost a energii – vypařují se.

látkou s menším příspěvkem horké a teplé látky ( $\sim 20\%$ ). Ve standardním modelu ovšem není místo pro částice s těmito vlastnostmi (interagující pouze slabě a gravitačně), a proto se možní kandidáti musí hledat v jiných modelech. Dobrou vlastností většiny těchto modelů je fakt, že primární motivací není nalezení temné hmoty, a přesto obsahují částice s těmi správnými vlastnostmi. Toto je pravda zejména pro supersymetrické teorie, ale vhodné kandidáti se najdou i v modelech neuvažující supersymetrii [30].

### 3.3.1 Chladná temná hmota

Standardní CDM model předpokládá, že drtivá většina hmoty ve vesmíru je tvořena neinteragující hmotou (interagující pouze gravitačně) s menším příspěvkem baryonové látky. Celková hustota hmoty ve vesmíru je  $\Omega_0 = 1$ , přičemž  $\Omega_\Lambda = \Omega_k = 0$ . Jaké pozorovací údaje musí tento model vysvětlit? U galaxií to jsou rozhodně ploché rotační křivky spojené s temným rozlehlým halo galaxie. Tyto rotační křivky se navíc liší u galaxií s vysokou povrchovou jasností (převážně spirální galaxie), kde křivka rychle dosáhne maxima a pak pomalu klesá k asymptotické hodnotě, od galaxií s nízkou povrchovou jasností (eliptické galaxie), kde křivka pomalu roste k asymptotické hodnotě. Mezi dalšími pozorovacími údaji je dobře známý experimentální Tully-Fisherův zákon ( $L \propto V^4$ ). Posledním důležitým aspektem, který musí CDM vysvětlit, je formování struktur vesmíru, které bylo obecněji popsáno výše v části 3.1.3.

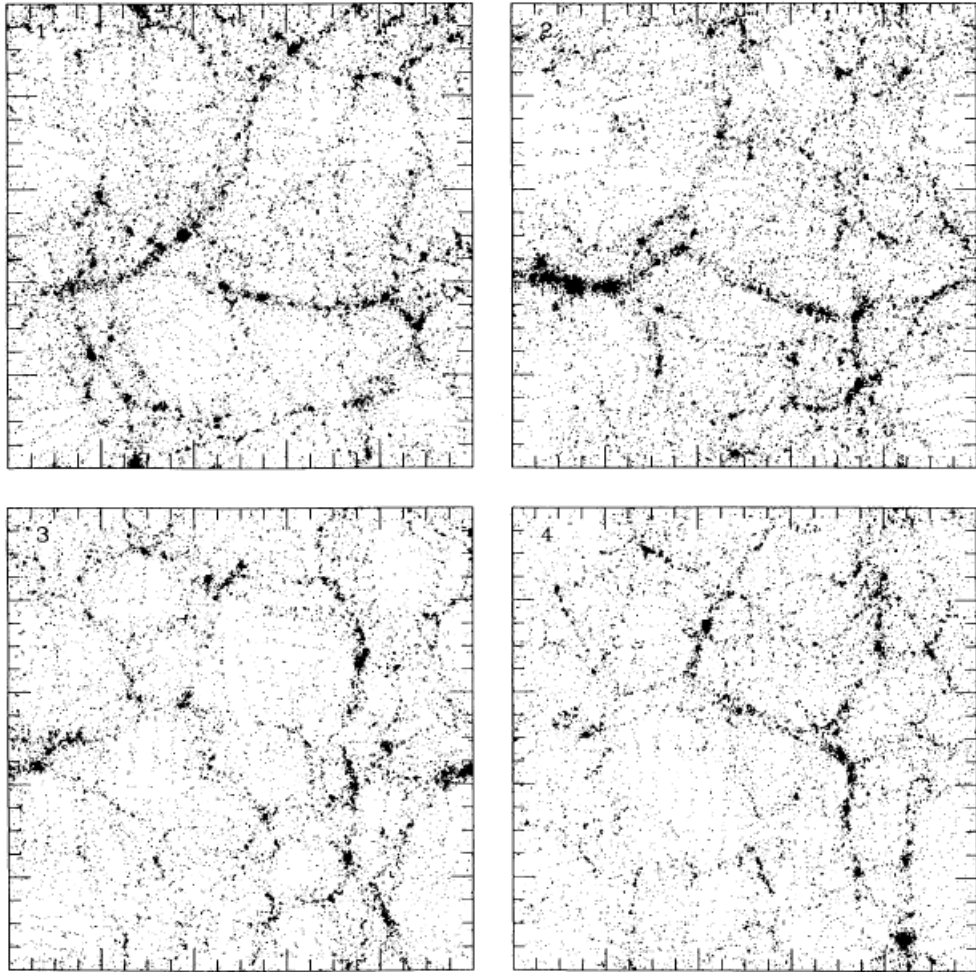
Formování struktur vesmíru lze provést analyticky pouze pro malé fluktuace hustoty ( $|\delta| \ll 1$ ). Jakmile jsou tyto fluktuace větší (nelineární), je třeba na řešení rovnic použít numerické metody. V těchto experimentech se zaplní expandující objem (zpravidla kostka o hraně (50 až 100) Mpc v dnešní době) velkým počtem částic, které spolu interagují pouze gravitačně. Na obr. 3.2 je ukázka takovéto simulace vypočítané Bouchetem et al. [15]. Takovéto struktury skutečně pozorujeme - vesmír není homogenní, ale spíše podobný pavučině (cosmic web). Tento úspěch modelu byl velmi motivující pro další studování vlastností CDM.

V 90. letech se začali provádět numerické experimenty s formováním galaxií v expandujícím vesmíru, kterému dominuje CDM. Navarro, Frenk a White přišli se zajímavými výsledky těchto simulací [60]. V nich ukázali, že temné halo má na všech škálách (od malých galaxií po kupy galaxií) charakteristické rozdělení hustoty, rozdílné od izotermického modelu ( $\rho \propto 1/r^2$ ). Numericky vypočtené profily hustoty lze velmi dobře proložit touto universální hustotou

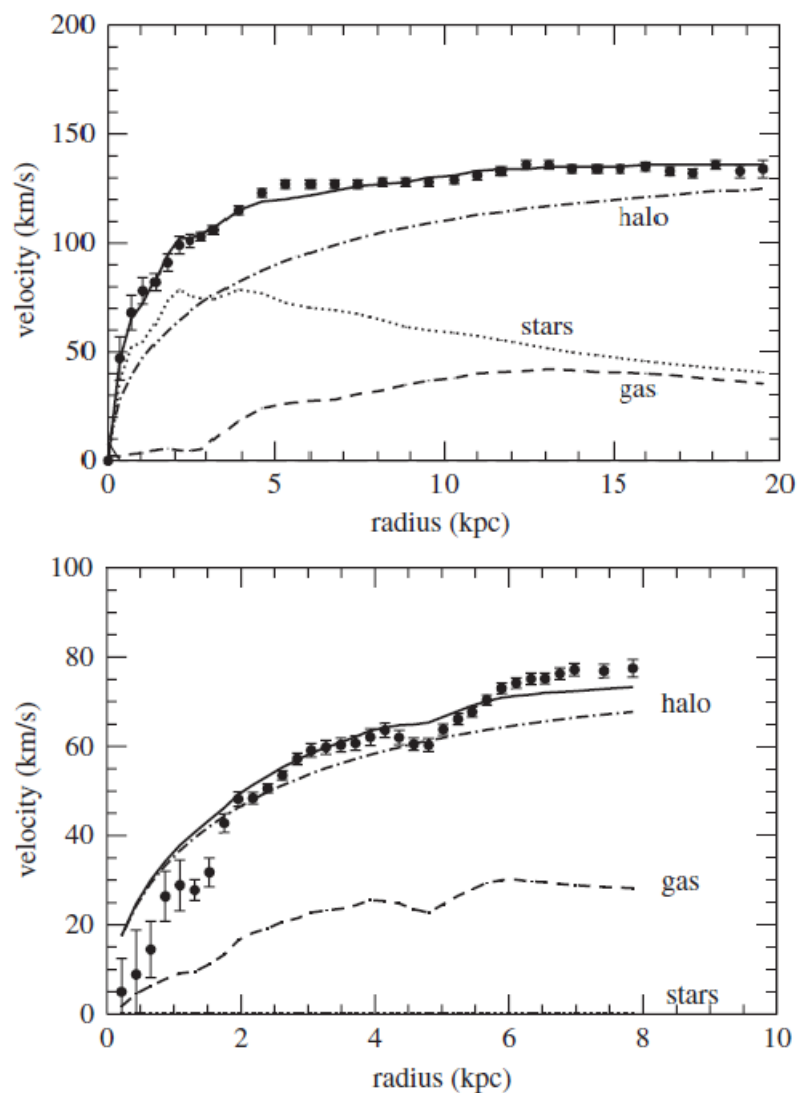
$$\frac{\rho(r)}{\rho_{crit}} = \frac{\delta_c}{(r/r_s)(1 + r/r_s)^2}, \quad (3.8)$$

kde  $r_s$  je charakteristický poloměr,  $\rho_{crit} \equiv 3H^2/8\pi G$  kritická hustota a  $\delta_c$  bezrozměrná hustota. Směrem k jádru galaxie tedy hustota halo roste jako  $\rho \propto 1/r$ , ale za jistou kritickou vzdáleností  $r_s$  se rychlost klesání změní na  $\rho \propto 1/r^3$ . Tento model halo se označuje jako NFW halo (Navarro-Frenk-White).

Při fitování tohoto modelu na skutečné galaxie jsou zde tři volné parametry – hmotnost disku  $M_{disc}$  (či M/L), hmotnost halo  $M_{halo}$  (či asymptotická rotační rychlost) a škálovací délka  $r_s$ . Na obr. 3.3 jsou zobrazeny rotační křivky spirální galaxie NGC 2403 a eliptické galaxie NGC 1560, která má menší hmotnost i povrchovou svítivost. Zatímco pro spirální galaxie dává CDM dobré výsledky,



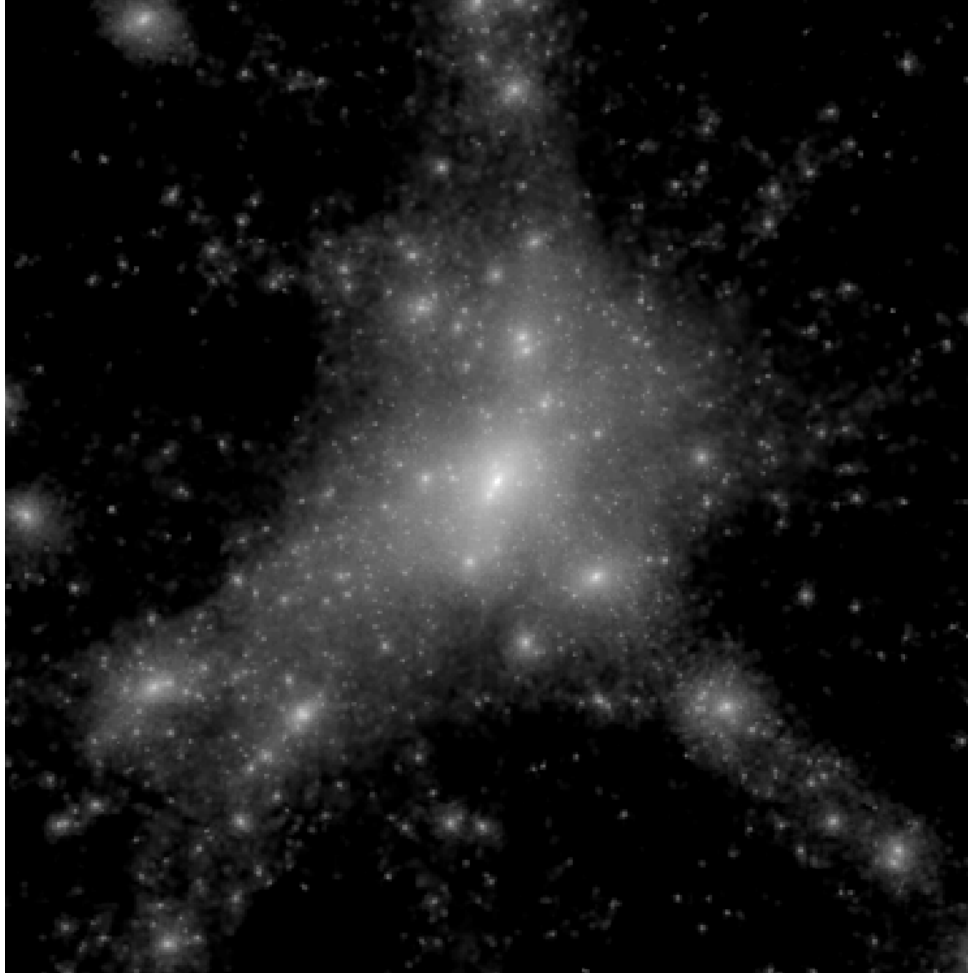
Obrázek 3.2: Typický výstup CDM simulace formování struktur ukazující hustěji a řidčeji zaplněné oblasti. Kostka má hranu o délce 64 Mpc (pro  $H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ), přičemž na obrázku jsou vykresleny čtyři řezy (z osmi) o tloušťce 8 Mpc. Každá částice má hmotnost  $7 \cdot 10^{10} M_\odot$ . Převzato z [15].



Obrázek 3.3: Body ukazují změřené rotační křivky galaxií NGC 2403 (nahore) a NGC 1560 (dole) na 21-cm čáře neutrálního vodíku. Vyznačeny jsou zde jak příspěvky baryonové látky (plyn a hvězdy), tak i nutný příspěvek NFW halo. Převzato z [78].

pro málo svítivé a lehké galaxie naráží na problémy. Vhodnou volbou volných parametru sice lze dosáhnout relativní shody s naměřenými daty (zdaleka ne tak dobrou jako pro spirální galaxie), ale pouze za předpokladu nulové hmotnosti viditelného disku – hvězdná komponenta této galaxie musí mít zanedbatelnou hmotnost.

Další nesrovnalosti přinesly simulace s vysokým rozlišením – s velmi vysokým počtem částic. Na obr. 3.4 je ukázka takovéto velmi přesné simulace od Springela et al. [84]. Nejsou zde zobrazeny viditelné hvězdy, ale temné halo okolo centrálního objektu. Podobné simulace dopadly i pro objekty s hmotností srovnatelnou s Mléčnou dráhou. Je zde vidět velké množství menších halo, což je další problém standardního CDM modelu. V Mléčné dráze sice pozorujeme množství trpasličích satelitních galaxií, které by se mohly nacházet právě v těchto menších halo, ale je jich velmi málo, přibližně o řád méně, než vychází podle simulace. Tyto temná



Obrázek 3.4: Halo vzniklé při simulaci CDM vesmíru. Centrální objekt je obklopen velkým množstvím dalších objektů – malých halo, které se při formování nespojily s hlavní strukturou. Zobrazená oblast je krychle o hraně  $15 h^{-1}$  Mpc. Převzato z [84].

malá halo by se zde v principu mohly nacházet. Přímo pozorovat můžeme pouze ty halo, ve kterých se nachází baryonová hmota – hvězdy či plyn. Pokud by tyto halo byly v zárodku malé, zachycená baryonová hmota by mohla vytvořit supernovu, která by při výbuchu plyn vymrštila pryč zanechávajíc pouze temné halo.

Tully-Fisherův zákon ( $L \propto V^4$ ) je velmi dobře ověřený fakt, který musí CDM vysvětlit. Ukazuje se, že u CDM také existuje vztah mezi hmotností halo a jejich disperzí rychlosti (temná látka se chová jako horký plyn - proti přitažlivé síle gravitace působí náhodný pohyb částic). Formování struktur CDM probíhá všude ve stejnou dobu a všude se tak odráží stejná hustota vesmíru v době formování. To má za následek, že všechna galaktická halo mají stejnou hustotu uvnitř vhodného poloměru  $R_V$  odpovídající jejich gravitačnímu potenciálu. Pak všechna halo mají hmotnost  $M \propto R_V^3$ . Jednotlivá halo se pak liší jen díky jiné velikosti  $R_V$ . Z viriálového teorému  $V^2 \propto GM/R_V$  dostaneme vztah mezi hmotností halo a jeho disperzí rychlosti jako  $M \propto V^3$ .

Abychom dostali Tully-Fisherův zákon, tj. vztah mezi svítivostí (hmotností baryonové látky) a oběžnou rychlostí, musíme učinit další předpoklady o formování hvězd v temném halo. Základním předpokladem je fixní podíl  $f$  mezi



baryonovou látkou a hmotností halo. V klasickém modelu formování galaxií se tato baryonová látka postupně ochlazuje a hroutí se v gravitačním poli temného halo. Tento kolaps se zastaví, jakmile odstředivá síla vzroste natolik, že vyrovná přitažlivou gravitační sílu. Tedy dále předpokládáme, že rotační rychlost baryonového disku je úměrná disperzi rychlosti halo. Za těchto předpokladů pak lze odvodit Tully-Fisherův zákon ve tvaru  $L \propto V_{rot}^3$ .

Tento výsledek neodpovídá pozorovanému vztahu, ale lze argumentovat, že použité předpoklady nejsou zcela správné – formování galaxií ještě stále přesně nerozumíme. Přesný mechanismus formování má velký vliv na vztah mezi rotační rychlostí disku galaxií a disperzí rychlosti halo, čímž přímo ovlivňuje výsledný vztah.

Celkově vzato je model chladné temné hmoty velmi úspěšný na extragalaktických škálách. Dokáže zreprodukovat rozložení viditelné hmoty ve vesmíru za předpokladu, že je rozložena stejně jako temná hmota. Nejenže CDM dokáže vysvětlit vzhled velkorozměrových struktur, ale dokáže i předpovídat velikost fluktuací na různých škálách. Na druhé straně zatím CDM selhává při vysvětlení galaktických struktur: rotační křivky galaxií s malou povrchovou svítivostí (proč se liší od křivek galaxií s vysokou povrchovou svítivostí), předpovídá velké množství zatím nepozorovaných satelitních objektů a nedokáže zreprodukovat Tully-Fisherův zákon. Zastánci CDM modelu argumentují, že tyto nedostatky jsou způsobeny zatím nepřesně pochopenými procesy vedoucími k formování galaxií. Pokud bychom do formování galaxií mohli započíst všechny dosud neznámé vlivy, model by měl odpovídat realitě.

### 3.3.2 $\Lambda$ CDM model

Tento standardní  $\Lambda$ CDM model (ke kterému ovšem existuje velmi velké množství modifikací, např.  $\Lambda = \Lambda(t)$ ) předpokládá, že vesmír je složen z neinteragující látky (CDM) a temné energie reprezentované kladnou kosmologickou konstantou  $\Lambda$  v plochem vesmíru.

Nedávná analýza výsledků z družice Planck tuto teorii potvrzuje [2]. Panuje zde velmi dobrá shoda mezi naměřenými spektry při vyšších multipólech a předpovězenými křivkami z  $\Lambda$ CDM modelu.

Teoretické problémy modelu jsou dva. Jaký fyzikální mechanismus určuje  $\Lambda$  pozorovanou hodnotu, která je o 120 řádu menší, než fyzikálně očekávaná hodnota? Proč hustota energie  $\Omega_\Lambda$  začíná dominovat vesmíru (způsobovat urychlenou expanzi) zrovna v této kosmologické době? Navzdory mnoha pokusům vysvětlit tyto problémy, není dnes známá žádná teorie, která by jejich příčinu vysvětlila, aniž by nahradila tyto problémy jinými.

Mezi observační problémy  $\Lambda$ CDM modelu uváděné Lieuem [47] či Perivolaropoulosem [70] patří např. fakt, že při nízkých rudých posuvech je pozorováno pouze 50% baryonů předpovězených tímto modelem a naopak při vysokých posuvech předpovídá slabější supernovy typu Ia. Dále je pozorován nadbytek měkkého rentgenového záření přicházející z kup galaxií (toto je problémem i jiných modelů, nejen  $\Lambda$ CDM). Nadbytkem rentgenového záření a nedostatkem baryonů se ve své práci zabývá např. Lieu a Bonamente [48]. Dále profily hmotnosti galaktických halo předpovídá  $\Lambda$ CDM s hrotem v centru a nižší ve vnějších oblastech, zatímco pozorování naznačují jádro konstantní hustoty a zploštělý profil ve vnějších ob-

lastech. Tyto problémy na galaktických škálách ( $< 50$  kpc) lze odstranit použitím částic temné hmoty s hmotností v řádu keV – teplou temnou hmotou.

### 3.3.3 Fermionová WDM

Destri et al. ve svém článku [24] přistupují ke gravitaci semiklasicky, kde je s fermionovou teplou temnou hmotou zacházeno kvantově mechanicky. S tímto přístupem odvodili hlavní vlastnosti galaxií – hmotnost, hustotu fázového prostoru a disperzi rychlostí – vše ve shodě s pozorováními.

Pauliho princip pro fermionovou hmotu říká, že rozdělovací funkce  $f(\vec{r}, \vec{p})$  pro částice se spinem  $1/2$  musí být menší než dva ( $f(\vec{r}, \vec{p}) \leq 2$ ). Pro hustotu  $\rho(\vec{r})$  částic s hmotností  $m$  platí

$$\rho(\vec{r}) = m \int \frac{f(\vec{r}, \vec{p})}{(2\pi\hbar)^3} d^3p, \quad (3.9)$$

a tedy (pseudo)hustota stavů  $Q(\vec{r}) \equiv \rho(\vec{r})/\sigma^3(\vec{r})$ , kde  $\sigma(\vec{r})$  je disperze rychlosti, je shora omezena. Tato podmínka má tvar

$$Q(\vec{r}) \leq K \frac{m^4}{\hbar^3}, \quad (3.10)$$

kde  $K$  je bezrozměrná konstanta řádu 1. V klasické limitě  $\hbar \rightarrow 0$  pak podmínka vymizí. Klasická  $N$ -částicová simulace předpovídá jednoduchou mocninou závislost  $Q(\vec{r})$

$$Q(r) = Q_h \left( \frac{r}{r_h} \right)^{-\beta}, \quad (3.11)$$

kde  $\beta \cong 1,9 - 2$ ,  $r_h$  je poloměr halo a  $Q_h$  je průměrná hustota stavů. Tento profil halo diverguje v počátku, ale také zde porušuje podmínku (3.10). Proto lze tento klasický přístup použít pouze na vzdálenostech větších než je minimální vzdálenost  $r_{min}$

$$r > r_{min} \equiv \frac{\hbar^{\frac{3}{2}}}{m^2} \sqrt{\frac{Q_h}{K}} r_h, \quad (3.12)$$

kde je pro jednoduchost bráno  $\beta = 2$ . Rovnice (3.12) poskytuje pouze minimální vzdálenost od centra, na které jsou kvantové efekty nezanedbatelné a koresponduje s plně obsazenými stavy na menších vzdálenostech. Ve skutečnosti se kvantové efekty projeví i daleko za touto minimální vzdáleností. Pokud by temná hmota byla tvořena bosony, podmínka (3.10) by se na ní nevztahovala a v centru by tak skutečně hustota mohla divergovat. Takové profily galaxií ovšem nejsou pozorovány.

Pro CDM s hmotností  $1 \text{ GeV} < m < 100 \text{ GeV}$  je  $r_{min}$  mezi desítkami kilometrů a několika metry, astronomicky srovnatelné s nulou. Pro CDM halo je tedy klasický přístup použitelný a vede k vysokému nárůstu hustoty v jádru. Pro WDM s hmotností v řádu keV je  $r_{min}$  mezi 0,1 a 1 pc. To má za následek, že kompaktní trpasličí galaxie jsou makroskopické kvantové objekty. Tyto galaxie jsou pak podporovány fermionovým WDM kvantovým tlakem.

Destri et al. dále ukázali, že  $r_{min}$  se mění s velmi málo s použitou rozdělovací funkcí, např.  $K$  pro Fermi-Diracovo rozdělení je zhruba třikrát větší, než pro Maxwell-Boltzmanovo rozdělení, tedy řádově stále stejné. Z teoretických předpovědí a srovnání s pozorovacími daty pak odhadli hmotnost WDM částic na (1 až 2) keV.

### 3.3.4 Nesupersymetrické částice

Masivní neutrina a axiony jsou nejvhodnějšími kandidáty na temnou hmotu mezi nesupersymetrickými částicemi. Kosmologická neutrina (vzniklá v prvotních fázích vesmíru) jsou zde přítomna ve velmi hojném počtu (srovnatelném s reliktními fotony) a zcela jistě přispívají k nebaryonové temné hmotě. Dřívější hypotézy dokonce předpovídaly, že by neutrina mohla zcela vysvětlit chybějící hmotu. Na to by ovšem bylo potřeba, aby klidová hmotnost neutrin byla (20 nebo 30) eV, přesněji [35]

$$\Omega_\nu h^2 = \sum_{i=1}^3 \frac{m_i}{90\text{eV}}, \quad (3.13)$$

kde  $m_i$  jsou hmotnosti jednotlivých druhů neutrin. U neutrin se sice ukázalo, že mají nenulovou klidovou hmotu, ale jejich příspěvek k celkové hustotě není nijak velký. Podle Fornenga [30] mohou masivní neutrina poskytnout  $\Omega_\nu \gtrsim 6 \cdot 10^{-4}$ , ale nemohou přispívat více než  $\Omega_\nu h^2 \sim 0,05$ , aby nenarušila formování struktur ve vesmíru. Měření z družice Planck pak stanovuje horní limit na hmotnost neutrin jako  $\sum m_\nu < 0,66$  eV.

Axion je lehká částice, která řeší problém<sup>5</sup> CP narušení silné interakce v kvantové chromodynamice. Podle klasické kvantové chromodynamiky by měl neutron mít elektrický dipólový moment, který ovšem nepozorujeme. Zavedením nové chirální symetrie  $U(1)$  se dipólový moment odstraní a při spontánním narušení symetrie se generuje NG boson – axion. Teoretická hmotnost axionu je [51]

$$m_a = 0,6\text{eV} \frac{10^7\text{GeV}}{f_a}, \quad (3.14)$$

kde  $f_a$  je energie narušení symetrie. Z této rovnice je také vidět, že čím je axion lehčí, tím méně interaguje. Současné limity omezují hmotnost této částice buď na hodnotu kolem 10 eV, nebo v rozmezí  $10^{-6}$  až  $10^{-2}$  eV [30].

Jak je vidět z hmotnosti, tato částice nepatří mezi masivní částice (WIMP). Její detekce proto probíhá jinak, než u masivních částic, kde pozorujeme jejich srážky s jádry. Axion interaguje s magnetickým polem a může z virtuálních fotonů pole udělat reálné fotony, které můžeme detekovat. Detekcí axionů se zabývá např. ADMX Experiment [13] (konverze axionů galaktického halo na fotony).

### 3.3.5 Supersymetrické částice

Supersymetrie je teorie, která předpovídá symetrii mezi bosony s celočíselným spinem a fermiony s poločíselným spinem. Podle této teorie má každá částice svého superpartnera, jehož spin se liší o  $1/2$  (viz Tabulka 3.1). Přestože tato teorie řeší mnoho teoretických problémů standardního modelu, nebyla zatím experimentálně potvrzena. Tato teorie v podstatě zdvojnásobuje počet částic a tak i počet možných kandidátů na temnou hmotu. Většina těchto hypotetických částic by měla být těžká a nestabilní. Přesto jsou zde některé částice, které jsou stabilní a měly by od Velkého třesku přetrvat do dnešní doby.

<sup>5</sup>CP symetrie (Charge conjugation Parity symmetry) je spojením C-symetrie (invariance při nábojovém sdružení) a P-symetrie (invariance při změně parity částic). C-symetrií se řídí silná, gravitační i elektromagnetická interakce, ale již ne slabá.

Částice	Symbol	Spin	Superpartner	Symbol	Spin
elektron	$e$	1/2	selektron	$\tilde{e}$	0
muon	$\mu$	1/2	smuon	$\tilde{\mu}$	0
tau	$\tau$	1/2	stau	$\tilde{\tau}$	0
neutrino	$\nu$	1/2	sneutrino	$\tilde{\nu}$	0
kvark	$q$	1/2	skvark	$\tilde{q}$	0
foton	$\gamma$	1	fotino	$\tilde{\gamma}$	1/2
W boson	$W^\pm$	1	Wino	$\tilde{W}^\pm$	1/2
Z boson	$Z$	1	Zino	$\tilde{Z}$	1/2
gluon	$g$	1	gluino	$\tilde{g}$	3/2
graviton	$G$	2	gravitino	$\tilde{G}$	3/2
Higgsův boson	$h$	0	Higgsino	$\tilde{h}$	1/2

Tabulka 3.1: Standardní model částic a jejich superpartneři. Převzato z [78].

Důvodem, proč tyto částice nebyly detekovány, je velmi vysoká energie narušení této (super)symetrie, v řádech TeV. Přestože takto vysokých energií zatím neumíme dosáhnout, v prvních okamžicích po Velkém třesku ( $t < 10^{-6}$  s) částice tyto energie měly. V této době zde byly supersymetrické částice přítomny v podobném počtu, jako klasické částice standardního modelu. Jak se vesmír rozpínal a ochlazoval, klesla energie částic pod energii narušení symetrie a většina supersymetrických částic se rozpadla na klasické částice. Ovšem nejlehčí supersymetrický partner (Lightest superpartner - LSP) se díky zachování symetrie –  $R$ -parity<sup>6</sup> nemá na co rozpadat a je stabilní. Kandidáti na LSP jsou Zino, fotino a Higgsino. Ve skutečnosti se tyto tři částice mezi sebou míchají a výslednou částici nazýváme neutralino.

Neutralino je nejlehčím supersymetrickým kandidátem. Je kombinací superpartnerů fotonu, Z bosonu a Higgsova bosonu - fotina, Zina a Higgšina. Podle různých modelů, které omezují jejich vlastnosti, neutralino může a nemusí být dobrým kandidátem na temnou hmotu [10]. Neutralina lze pozorovat buď přímo v podzemních laboratořích nebo nepřímo zejména díky neutralino-neutralino anihilaci. Dalším možným kandidátem je axino, superpartner axionu. Tyto částice jsou velmi vhodnými kandidáty v multikomponentní temné hmotě společně s axiony. Majoron s hmotností v řádu keV může být horkou temnou hmotou vysvětlující pozorování na galaktických škálách ( $M \sim 10^{12} M_\odot$ ). Jejich rozpad na dva fotony by mohl způsobit pozorovatelnou rentgenovou čáru v kosmickém záření [10].

Gravitina se spinem 3/2 existují ve všech supersymetrických teoriích. Jejich hmotnost je [28]

$$m_{\tilde{G}} = \frac{F}{\sqrt{3}M_*}, \quad (3.15)$$

kde  $F$  je druhá mocnina energie narušení supersymetrie a  $M_*$  redukovaná Planckova hmotnost ( $M_* = (8\pi G)^{-1/2} \cong 2,4 \cdot 10^{18}$  GeV). Podle přesné hmotnosti gravitina a dalších supersymetrických částic může být gravitino LSP, ale také nemusí. V případě, že by gravitino bylo LSP, je jeho stabilita zaručena zachováním

<sup>6</sup> $R$ -parita částice  $R = (-1)^{3(B-L)+2S}$ , kde  $S$  je spin,  $B$  baryonové a  $L$  leptonové číslo. Známé částice mají sudou  $R$ -paritu, zatímco supersymetrické částice lichou.

$R$ -parity. V opačném případě se bude rozpadat na LSP.

Existuje mnoho dalších supersymetrických částic, které teoreticky mohou tvořit temnou hmotu, ale z různých důvodů nejsou dobrými kandidáty. Např. sneutrino nejsou dobrými kandidáty kvůli svým velmi velkým účinným průřezům. Omezení plynoucí z experimentů přímo detekující temnou hmotu dávají příliš velké omezení na jejich zastoupení ve vesmíru či je přímo úplně vyřazují [28].

### 3.3.6 Anihilace a rozpad temné hmoty

U kandidátů na temnou hmotu se očekává, že by mohli anihilovat či se rozpadat do částic standardního modelu zanechávající po sobě stopy v kosmickém záření – elektrony, pozitrony, antiprotony či kosmické gamma záření [42]. V případě, že částice temné hmoty  $\chi$  není vlastní antičástice, rozpad do nabitých leptonů může být i nábojově asymetrický, např.  $\chi \rightarrow e^+ + Y^-$  zatímco  $\bar{\chi} \rightarrow e^- + Y^+$ , kde  $Y^\pm$  může být intermediální boson  $W^\pm$  či nabitý Higgsův boson  $H^\pm$  nebo jiná nabitá částice nových modelů.

Jin et al. ve své práci [42] ukázali, že současná data z AMS experimentu preferují anihilaci před samovolným rozpadem a neukazují žádné známky nábojově asymetrie. Uvažují anihilaci DM do konečného stavu dvou nabitých leptonů  $\chi\chi \rightarrow e^+e^-$ ,  $\chi\chi \rightarrow \mu^+\mu^-$  a  $\chi\chi \rightarrow \tau^+\tau^-$ . Pro konečný stav  $2e$  jsou povolené hodnoty  $\langle\sigma v\rangle \sim 4,8 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$  a  $m_\chi \approx 309 \text{ GeV}$ . Pro konečný stav  $2\mu$  pak  $\langle\sigma v\rangle \sim 1,9 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$  a  $m_\chi \approx 458 \text{ GeV}$  a pro stav  $2\tau$  je  $\langle\sigma v\rangle \sim 1,7 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$  a  $m_\chi \approx 1,4 \text{ TeV}$ . Pro elektronové a mionové stavy jsou tyto výsledky velmi odlišné od předchozích výsledků z Fermi-LATu. Shodné fity jsou pouze v případě  $2\tau$  a  $4\tau$  s vysokou hmotností a velkým účinným průřezem.

Jiné vysvětlení dat naměřených AMS, zejména pak anomálie kolem energie pozitronů 125 GeV (viz obr. 2.13), podává Kajiyama et al. [45]. Uvážili model rozpadu DM s neabelovskou diskretní symetrií  $T_{13}$ . Ukázali, že všechna data lze vysvětlit dvoukomponentní temnou hmotou – lehčí částicí  $\chi$  a těžší  $\chi'$  s hmotnostmi a doby života  $m_\chi = 244 \text{ GeV}$  s  $\tau_\chi = 1,2 \cdot 10^{28} \text{ s}$  a  $m_{\chi'} = 1360 \text{ GeV}$  s  $\tau_{\chi'} = 2,4 \cdot 10^{27} \text{ s}$ .

## 3.4 Alternativní teorie

Kromě možných kandidátů na temnou hmotu popsanych výše existují teorie vysvětlující chybějící hmotu ve vesmíru pomocí modifikování zákonů gravitace.

Jelikož stávající teorie gravitace (obecná relativita) potřebuje pro vysvětlení pozorovaných dat přidat chybějící látku, která interaguje pouze gravitačně, na pravou stranu Einsteinových rovnic, je na místě se ptát, zda-li by se raději neměla upravit levá strana rovnic (působení gravitace). Možností je několik, od přidání skalárního pole s nestandardním kinetickým členem, tzv. kvintesence, teorie s obecnými funkcemi klasických gravitačních invariantů  $G$  a  $\Lambda$ ,  $F(R)$  teorie, po scénáře s přeskoky gravitonů do vyšších dimenzí.

Pozměnit zákony gravitace tak, aby vysvětlili jeden aspekt temné hmoty, např. ploché rotační křivky galaxií, není samozřejmě nic těžkého. Problémem je, že tyto změny musí splňovat i další pozorované jevy, např. Tully-Fischerův zákon. Navíc změny musí být takové, abychom je na malých vzdálenostech (tj. uvnitř Sluneční soustavy) nepozorovali.

### 3.4.1 MOND

Dnes velmi rozšířenou teorii známou jako MOND (Modified Newtonian Dynamics), pozměňující druhý Newtonův zákon, navrhl roku 1983 izraelský fyzik Mordehai Milgrom. V sérii tří článků ([54], [55], [56]) ukázal, jak jednoduchá úprava Newtonova zákona může vysvětlit ploché rotační křivky, Tully-Fischerův zákon a další observační fakta. Vychází z poznatku, že dostředivá zrychlení částic pohybujících se na orbitách kolem galaxií jsou mnohokrát menší, než dostředivá zrychlení planet pohybujících se kolem Slunce. Rozchod s klasickými teoriemi by tedy mělo zajišťovat jisté univerzální kritické zrychlení  $a_0$ . Milgrom dokonce ukázal, že lze zvolit takovou hodnotu  $a_0$ , která bude hrát významnou roli u galaxií, ale ve Sluneční soustavě její efekt nebudeme pozorovat.

Pohybovou rovnicí

$$\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = -\vec{\nabla}\phi(\vec{r}), \quad (3.16)$$

kde  $\phi(\vec{r})$  je nerelativistický gravitační potenciál v bodě  $\vec{r}$  buzený tělesy  $m_i$  v bodech  $\vec{r}_i$

$$\phi(\vec{r}) = -\sum_{i=1}^N \frac{m_i G}{|\vec{r} - \vec{r}_i|}, \quad (3.17)$$

Milgrom nahrazuje rovnicí

$$\mu\left(\frac{a}{a_0}\right)\vec{a} = \vec{f}, \quad (3.18)$$

kde  $\vec{a}$  je klasické zrychlení,  $\vec{f} = -\vec{\nabla}\phi$  gravitační síla a  $\mu(a/a_0)$  je určitá modifikace zákona. Na funkci  $\mu(x)$  jsou kladeny dva základní požadavky. Zaprvé musí být splněn Newtonův druhý zákon při  $a \gg a_0$ , tedy  $\mu(x \gg 1) \rightarrow 1$ . Druhý požadavek vychází z pozorování, že mnoho spirálních galaxií má ploché rotační křivky, tj. rychlost nezávisí na vzdálenosti od centra galaxie, a že tyto rychlosti splňují Tully-Fisherův vztah mezi rychlostí  $v$  a celkovou svítivostí galaxie  $L$ ,  $v^4 \sim L$ . Milgrom tedy požaduje, aby pro malá  $x$  se funkce  $\mu(x)$  chovala jako  $\mu(x \ll 1) \rightarrow x$ . Pro dostředivé zrychlení  $a = v^2/R \ll a_0$  částice pohybující se okolo galaxie o hmotnosti  $M$  pak platí

$$\frac{a^2}{a_0} = \frac{v^4}{a_0 R^2} = \frac{MG}{R^2}, \quad (3.19)$$

z čehož tedy plyne

$$v^4 = a_0 MG, \quad (3.20)$$

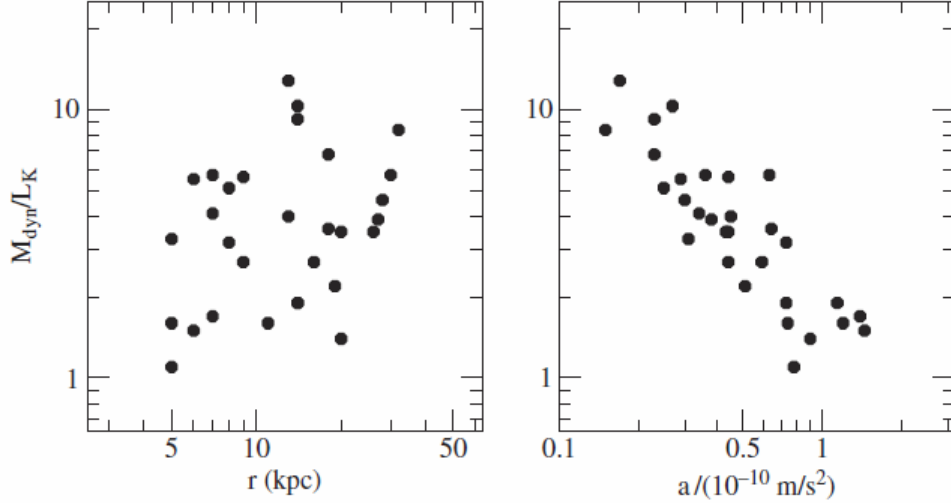
tedy rychlost nezávisí na vzdálenosti od centra galaxie a navíc svítivosti galaxií splňují Tully-Fisherův zákon při konstantním poměru  $M/L$ .

Problémem předpokladu (3.18) je jeho obecná platnost i mimo gravitaci, tedy na zcela běžné procesy, u kterých žádné problémy nepozorujeme. Namísto takto radikální změny 2. Newtonova zákona lze zavést  $a_0$  na pravé straně (3.16), tedy pozměnit fungování gravitace při malých silách. Rovnice (3.18) se místo toho nahradí rovnicí

$$\vec{a} = \nu\left(\frac{f}{a_0}\right)\vec{f}. \quad (3.21)$$

Toto lze přepsat pomocí efektivního gravitačního zrychlení  $\vec{g}$  jako

$$\mu\left(\frac{g}{a_0}\right)\vec{g} = \vec{g}_n, \quad (3.22)$$



Obrázek 3.5: Poměr  $M/L$ , kde  $M = v^2 R/G$  a  $L$  je měřeno v blízkém infračerveném spektru, jako funkce velikosti galaxie (vlevo), respektive funkce dostředivého zrychlení. Převzato z [78].

kde  $\vec{g}_n$  je newtonovské gravitační zrychlení dané potenciálem (3.17).

MOND tedy upravuje fungování nám známých zákonů při malých zrychleních, nikoli při velkých vzdálenostech. Takto se lze vyhnout problému u teorií, které upravují gravitační zákon na velkých vzdálenostech, typicky změni rychlost klesání síly z  $1/r^2$  na  $1/r$  od jistého  $r_0$ . Z tohoto předpokladu ihned plyne, že čím větší objekt, tím větší nesrovnalosti s klasickou Newtonovskou gravitací bychom měli pozorovat. To ovšem není pravda, jelikož známe i velmi malé, zpravidla tmavé galaxie, u kterých je potřeba k vysvětlení struktury více temné hmoty než u některých obřích galaxií.

Na obr. 3.5 je vynesena závislost  $M/L$  galaxií ze souhvězdí Velké medvědice na jejich velikosti (vzdálenost posledního bodu rotační křivky) a dostředivého zrychlení posledního bodu rotační křivky ( $v^2/R$ ). Dynamická hmota galaxií je určena z jednoduchého vztahu  $M = v^2 R/G$ . Z grafu je ihned vidět, že mezi velikostí galaxií a poměrem  $M/L$  není žádná závislost – malé i velké galaxie mohou mít různé  $M/L$ . Naopak poměr  $M/L$  jako funkce dostředivého zrychlení má celkem jasný trend – čím menší zrychlení, tím větší nesoulad mezi dynamickou hmotností galaxie a pozorovanými údaji. Tato závislost by byla očekávaná, pokud by platil MOND. Nutno podotknout, že tato data byla naměřena o 15 let později, než Milgrom uveřejnil svojí hypotézu. Stejně tak Tully–Fisherův zákon byl v té době ve tvaru  $L \propto V^\alpha$ , kde  $\alpha$  bylo mezi 2,5 a 5. Až později se ukázalo, že exponent je 4, jak tato teorie předpovídá. Naměřená data také předpovídají hodnotu kritického zrychlení okolo  $a_0 = 10^{-10} \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ . Zajímavé na této hodnotě je, že je přibližně (až na faktor 6 nebo 7) rovna  $cH_0$ . To by mohlo naznačovat, že MOND reprezentuje kosmologické efekty na dynamiku částic při malém zrychlení. Tato souvislost ovšem nijak nevyplývá ze současného kosmologického modelu.

Kritické zrychlení se dá přepsat jako kritická povrchová hustota  $\Sigma_0$  (jak povrchová hustota, tak zrychlení jsou úměrné  $M/R^2$ )

$$\Sigma_0 \approx a_0/G. \quad (3.23)$$

Z této kritické povrchové hustoty lze pak předpovídat, kdy se uplatní účinky

MONDu a kdy lze ještě používat klasickou Newtonovu teorii. Jakmile má galaxie menší než kritickou hustotu, má také malé zrychlení a projeví se zde efekty MONDu. Toto vede k velké teoretické předpovědi. Pokud uvažujeme galaxie bez temné hmoty (a tedy  $M/L \approx 1$ ), pak je povrchová hustota úměrná zářivému výkonu. Z toho tedy plyne, že čím je galaxie méně svítivější, tím větší nesrovnalosti s newtonovskou mechanikou bychom měli pozorovat. V době, kdy Milgrom svojí teorii publikoval, nebylo známo mnoho takovýchto tmavých galaxií. S postupem času byli detekovány další a skutečně se potvrdilo, že tyto galaxie potřebují více temné hmoty k vysvětlení rotačních křivek, než-li světlejší galaxie.

Už v roce 1973 ukázali Ostriker a Peebles, že newtonovské systémy podporované rotací jsou globálně nestabilní a že toto vede k prudkému zahřátí systému. Z hlediska MONDu jsou to ty systémy, které mají povrchovou hustotu  $\Sigma > \Sigma_0$  (chovají se newtonovsky). Jinými slovy lze říci, že  $\Sigma_0$  je horním odhadem na povrchovou hustotu systémů podporovaných rotací. Pokud vezmeme poměr  $M/L = 3$  (v modrém spektru), bude kritická povrchová hustota  $\Sigma_0$  odpovídat povrchovému výkonu zhruba  $200 L_\odot/pc^2$ . Takovýto limit na povrchový výkon spirálních galaxií je skutečně pozorován a je znám jako Freemanův zákon. Existence tohoto zákona tak v MONDu nachází přirozené vysvětlení.

Existence kritické povrchové hustoty má také vliv na tvar rotačních křivek galaxií. Velmi jasné galaxie se uvnitř viditelného disku chovají podle Newtonovy mechaniky a poté by rotační křivka měla klesat k asymptotické hodnotě dané rovnicí (3.20). Naopak tmavé galaxie s malým dostředivým zrychlením se chovají dle MONDu a je tak očekáván pomalý růst rotační křivky k asymptotické hodnotě. V rotačních křivkách galaxií s odlišnou jasností by tedy měl být výrazný rozdíl. Toto byla další z Milgromových předpovědí, která se o několik let později potvrdila. Na obr. 3.6 jsou právě takovéto rotační křivky jasné a tmavé galaxie.

## Horké galaxie

Kromě systémů podporovaných rotací (spirální galaxie) musí MOND platit i v objektech podporovaných tlakem (hvězdokupy, eliptické galaxie či kupy galaxií). Rovnice hydrostatické rovnováhy se pak musí vyřešit použitím modifikovaného zákona síly (poprvé vyřešeno Milgromem 1984). K řešení je potřeba přidat další předpoklad – vztah mezi disperzí rychlosti a hustotou. Lze předpokládat, že systém je izotermický (náhodná rychlost částic – hvězd je konstantní). Hmotnost takovéto izotermické sféry je pak úměrná čtvrté mocnině disperze rychlosti  $\sigma$  (narozdíl od newtonovské izotermické sféry s nekonečnou hmotností). Rovnice hydrostatické rovnováhy pro izotropický izotermický systém je

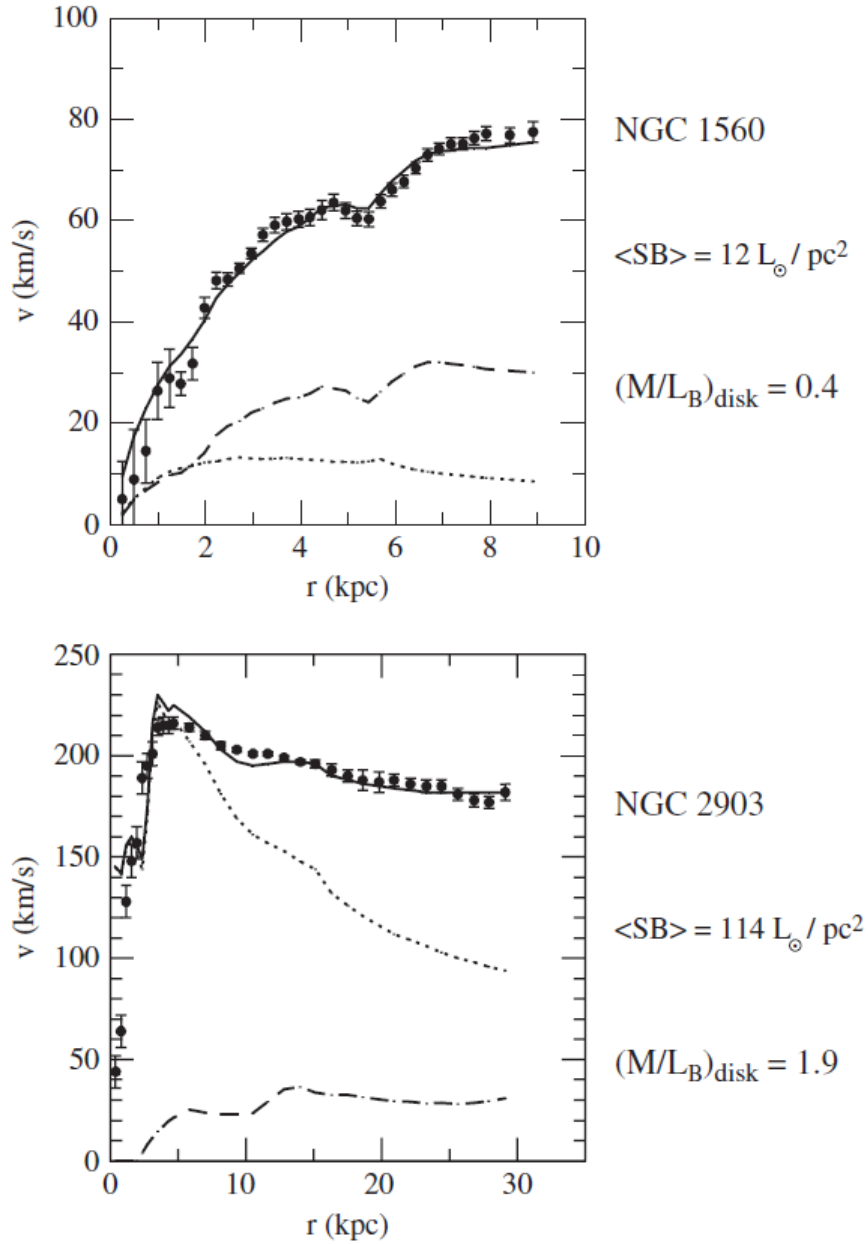
$$\sigma^2 \frac{d\rho}{dr} = -\rho g, \quad (3.24)$$

kde v limitě nízkých zrychlení je  $g = \sqrt{GM_r a_0}/r$  a  $M_r$  hmotnost uzavřená ve sféře o poloměru  $r$ . Pro vnější oblasti, kde je  $M_r \cong M = const$  pak plyne

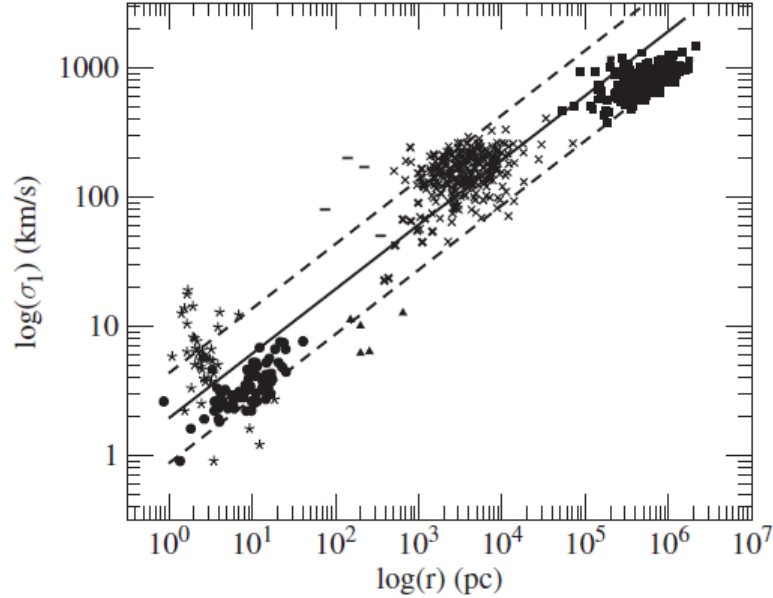
$$\sigma^4 = GMa_0 \left( \frac{d \ln \rho}{d \ln r} \right)^{-2}. \quad (3.25)$$

V roce 1976 byl podobný vztah pro eliptické galaxie skutečně objeven – Faber–Jacksonův vztah. MOND pak předpovídá, že tento vztah platí nejen pro eliptické





Obrázek 3.6: Horní graf ukazuje rotační křivku velmi tmavé galaxie NGC 1560 ( $\Sigma = 12L_{\odot}/\text{pc}^2$ ), spodní pak velmi jasné galaxie NGC 2903 ( $\Sigma = 114L_{\odot}/\text{pc}^2$ ). Tečkované a čárkované křivky jsou Newtonovské rotační křivky hvězdného a plynného disku. Plnou čarou je pak označena křivka předpovězená MONDem. Převzato z [78].



Obrázek 3.7: Závislost disperze rychlostí na charakteristické velikosti objektů podporovaných tlakem. Body tvaru hvězd představují hvězdokupy, kruhové body masivní oblaka plynu v galaxiích, trojúhelníky trpasličí sférické galaxie, křížky eliptické galaxie a čtverce kupy galaxií. Plná přímka charakterizuje vnitřní zrychlení  $\sigma^2/r = a_0$ , čárkované přímky se pak od této hodnoty liší faktorem 3. Převzato z [78].

galaxie, ale pro všechny systémy, které jsou podporované tlakem a jsou téměř izotermické.

Z rovnice (3.19) lze určit vzdálenost, kde je zrychlení částice rovno kritickému zrychlení:  $r_0 = \sqrt{GM/a_0}$ . Na menších vzdálenostech se modifikovaná izotermická sféra podobá Newtonovské sféře. Na vyšších vzdálenostech pak hustota sféry klesá rychleji ( $\sim 1/r^4$ ) v důsledku větší efektivní gravitační síly. Tuto vzdálenost lze tedy vzít za efektivní velikost systému  $R$ . Typické zrychlení částic uvnitř této sféry odhadneme hodnotou  $\sigma^2/R$ . Z rovnice (3.25) pak dostáváme, že toto zrychlení by mělo být stejného řádu, jako  $a_0$ . Z observačních údajů pak vyplývá, že tomu tak skutečně je. Na obr. 3.7 je ukázána závislost disperze rychlostí na charakteristické velikosti objektů podporovaných tlakem od subgalaktických objektů po kupy galaxií. Z této závislosti pak vyplývá, že většina (téměř) izotermických systémů podporovaných tlakem má typické zrychlení v řádu  $a_0$ , jak Milgromova teorie předpovídá.

### Rotační křivky

Narozdíl od hypotéz s temnou hmotou, představují rotační křivky galaxií silný test MONDu. Tam, kde lze vždy přidáním odpovídajícího množství temné hmoty dosáhnout shody s pozorovanou rotační křivkou, má MOND pouze jediný volný parametr - poměr  $M/L$ . Při předpovědi rotačních křivek se předpokládá, že tento poměr je stále konstantní a že hmota se nachází pouze v tenkém disku. K viditelným hvězdám se přidá neutrální vodík a s tímto celkovým rozložením hmoty se za použití upraveného Newtonova zákona spočítá rotační křivka. Nakonec porov-

náním vypočtené rotační křivky s pozorovanou se přizpůsobením konstantního poměru  $M/L$  snaží dosáhnout co nejlepší shody.

Toto bylo provedeno pro velký počet galaxií (viz např. obr. 3.6) a vždy bylo dosaženo výborné shody. Navíc  $M/L$  požadované pro shodu rotačních křivek přesně odpovídá předpokládané hvězdné populaci v dané galaxii. Toto je velmi výrazný aspekt MONDu. Ten totiž nepředpovídá jen asymptotickou plochost křivek (což byl jeden ze základních požadavků na teorii) a obecný směr křivky, ale z pozorovaného rozložení hmoty určí i detaily křivky. Jen v zhruba 10% z přibližného počtu 100 galaxií, na kterých byl MOND testován, se předpovězené rotační křivky odlišují výrazněji od pozorovaných [77].

Někdy bývá tato výrazná shoda křivek zpochybňována jako test MONDu díky tomu, že tato teorie byla původně navržena právě pro vysvětlení rotačních křivek. Toto ovšem není pravda, jelikož jediné požadavky na teorii byla asymptotická plochost křivek a vysvětlení Tully–Fisherova zákona. Nebyla navržena pro vysvětlení detailů všech rotačních křivek s pomocí jediného volného parametru  $M/L$ . Navíc drtivá většina dnešních pozorovacích údajů nebyla v roce 1983 dostupná a skutečně se tedy jedná o předpovědi této teorie.

## Kupy galaxií

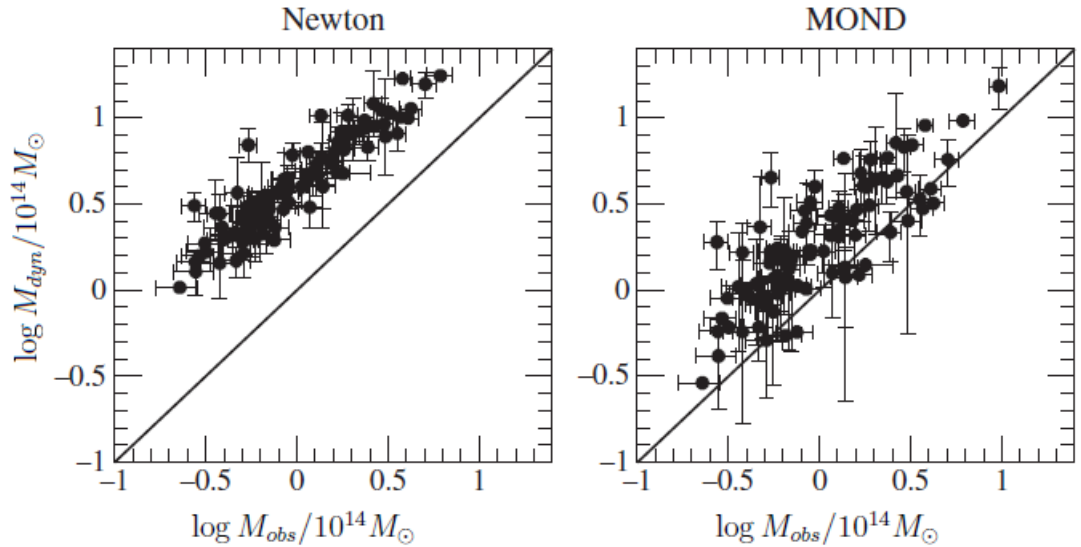
Na galaktických škálách se MOND velmi osvědčil. U kup galaxií je již od doby Zwickyho známo, že zde chybí velmi velké množství hmoty. Proto se předpokládalo, že MOND by mohl vysvětlit i tuto chybějící hmotu v systémech s velmi malým zrychlením. K tomu ovšem nedošlo, nebo alespoň ne úplně.

Na obr. 3.8 je závislost dynamické hmoty (vypočtené s pomocí newtonovské i modifikované gravitace) oproti pozorované viditelné hmotě v galaxiích a plynu. Newtonovská dynamika předpovídá zhruba šestkrát nebo sedmkrát větší množství hmoty než viditelná baryonové hmoty. S pomocí MONDu je toto množství zredukováno na dvoj či trojnásobek, ale není vysvětleno úplně. Toto ještě neznamená, že by MOND byl chybnou teorií. Problém by byl, pokud by teorie předpověděla méně dynamické hmoty, než vidíme. Stále je možné chybějící (baryonovou či nebaryonovou) hmotu nalézt, např. ve formě MACHOs či masivních neutrin.

### 3.4.2 TeVeS–Relativistický MOND

MOND byl často kritizován kvůli tomu, že modifikace Newtonova zákona se objevila pouze k vysvětlení rotačních křivek bez žádného odvození jako součást hlubší teorie. Absence relativistické teorie měla pak za následek mnoho dalších problémů v oblasti kosmologie, formování struktur vesmíru či gravitačního čočkování. Bekenstein v roce 2004 sepsal plně kovariantní teorii MONDu, ve které ke klasickému tenzorovému poli obecné relativity přidává ještě vektorové a skalární dynamické pole (TeVeS) [9].

Ve své práci vychází Bekenstein z několika základních požadavků, které má teorie splňovat. Princip stacionární akce (zajištění automatické přítomnosti zákonů zachování energie, hybnosti a momentu hybnosti), relativistická invariance, princip ekvivalence, kauzalita, pozitivnost energie (pole nesmí nést zápornou energii) a splnění určitých limit. Kromě klasické newtonovské limity se navíc požaduje přechod k MONDu v limitě nízkých zrychlení ve slabých stacionárních polích.



Obrázek 3.8: Závislost dynamické hmoty na pozorované (svítící) baryonové hmotě. Dynamická hmota je vypočtena jednak z newtonovské dynamiky (vlevo) a jednak z modifikovaného zákona (vpravo). Plná čára charakterizuje situaci, kdy nepozorujeme žádné nesrovnalosti [78].

Teorie obsahuje tři další parametry (včetně kritického zrychlení  $a_0$ ) a jednu volnou funkci. Tato relativistická teorie již dokáže vysvětlit řadu známých pozorovacích údajů, jako gravitační čočkování, anizotropii reliktního záření či formování struktur vesmíru.

### 3.4.3 Ostrogradského teorém a $f(R)$ teorie

Ostrogradského teorém dává základní omezení na jakoukoli teorii modifikující gravitaci. Obecně dává omezení na stabilitu jakéhokoli řešení odvozeného z Euler-Lagrangeových rovnic. Tento teorém říká, že hamiltoniány spojené s lagrangiány obsahující více než první časové derivace zobecněné souřadnice  $q(t)$  jsou nestabilní (více o odvození najdete v [99]). To má za následek, že fyzikální teorie obsahují pouze druhé časové derivace.

Obejít tento teorém je možné pouze porušením předpokladu věty, že řešení má být nedegenerované (rovnice pro  $q$  a  $p = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}}$  mají být invertovatelné). Tento předpoklad je velmi důležitý, jelikož všechny teorie obsahující spojitou symetrii jsou degenerované. Tato degenerace v důsledku symetrie se dá spravit vhodnou kalibrační podmínkou. Pokud je takto upravený lagrangián nedegenerovaný a obsahuje vyšší derivace, pak bude řešení nestabilní.

Klasický lagrangián obecné teorie relativity je

$$\mathcal{L} = \frac{1}{16\pi G} R \sqrt{-g}, \quad (3.26)$$

kde  $R$  je Ricciho skalár. Woodard ve své práci [99] uvažuje lokální modifikaci gravitace

$$\mathcal{L} = \frac{1}{16\pi G} (R + \Delta R(g)) \sqrt{-g}. \quad (3.27)$$

Tato modifikace může být jak klasická kosmologická konstanta  $\Delta R(g) = -2\Lambda$ , tak i libovolná algebraická funkce Ricciho skaláru  $\Delta R(g) = f(R)$ . Woodard pak dokazuje, že tato volba modifikace neporušuje Ostrogradskéo teorém. Nelze použít ani vyšší derivace Ricciho skaláru ani obecnější kontrakce Riemannova tenzoru. Ve své práci pak ukazuje, že vhodnou modifikací  $f(R)$  lze dosáhnout libovolného modelu vesmíru.

#### 3.4.4 Alternativy k teorii relativity

Kromě výše uvedeného existuje velké množství dalších teorií upravujících zákony gravitace. Přehled možných modifikací je uveden např. v [50]. Pro konkrétní teorie odkazují čtenáře např. na [9] (TeVes), [81] (časově závislá gravitační a kosmologická konstanta) či [68] ( $f(R)$  teorie).

## 4. Závěr

Z práce by mělo být patrné, že vesmír kolem nás není takový, jak na první pohled vypadá. To, že něco není v pořádku (ať už se jedná o neznámou látku navíc či odlišné fungování gravitace na extragalaktických škálách) dokazují mnohé nezávislé experimenty. Od třicátých let dvacátého století astronomové pozorují objekty ve vesmíru, které se zdánlivě nechovají podle zákonů gravitace – neklesající rotační křivky galaxií či příliš velké rychlosti galaxií v kupách. K vysvětlení těchto pohybů je potřeba přidat mnoho neviditelné látky navíc. K těmto pozorovacím údajům jak na škálách galaxií, tak i kup galaxií, se v šedesátých letech objevily teoretické problémy se stabilitou galaxií. Opět šlo stabilitu galaktických disků vysvětlit přidáním neviditelné komponenty. Následující problémy pak přinesla kosmologie. Teorie nukleosyntézy, formování struktur vesmíru a odraz fluktuací hustoty v reliktním záření – vše se zdálo, že se bez další nebaryonové hmoty neobejde.

Pokud už tedy přijmeme myšlenku, že se ve vesmíru nachází další látka navíc, musíme vyřešit otázku, o co se jedná. Z částic standardního modelu tuto úlohu může svými vlastnostmi splnit jedině neutrino, které bylo ovšem brzy zavrženo pro problémy s ním spojené (formování struktur vesmíru, nedostatečná hmotnost). Je tedy potřeba rozšířit standardní model. Při minimálním rozšíření standardního modelu (primárně motivovaného vyřešením některých jeho problémů) vzniká jako kandidát na temnou hmotu částice axion. Při dalších rozšířeních zahrnujících nějakou formu supersymetrie vzniká celá plejáda nových částic, které by mohly být potenciálními kandidáty na temnou hmotu. Z těchto částic jsou svými vlastnostmi nejvhodnější neutralino (mix několika supersymetrických částic), axino či gravitino. Potenciálních částic je ale mnohem více, přičemž vhodnost či nevhodnost jako částic temné hmoty závisí na konkrétním modelu a energiích narušení symetrií.

Ne všichni vědci jsou ovšem schopni připustit, že více než 96% celkové hmoty-energie vesmíru nejsme schopni pozorovat. Existuje proto celé řada teorií upravujících fungování gravitace, kde není potřeba zavádět temnou hmotu (či temnou energii). Velmi úspěšnou teorií v předpovídání observačních údajů je pak MOND (dnes sepsán už i v plně kovariantní podobě), který upravuje fungování gravitace při velmi malých zrychleních. Většina alternativních teorií má oproti modelu chladné temné hmoty výhodu experimentální ověřitelnosti. Zatímco u částic chladné látky lze vždy říci, že mohou mít vyšší klidovou hmotnost či menší účinný průřez (a tím “dosáhnout” shody s experimenty), jsou modifikace teorie relativity snadno vyvrátitelné. Pokud v budoucnu skutečně detekujeme nové částice, bude jasné, že tyto teorie nejsou správné. V opačném případě nelze o modelu temné hmoty říci to samé.

V dnešní době probíhá velké množství experimentů pokoušejících se přímo či nepřímo detekovat temnou hmotu, přičemž pouze některé z nich jsou v rámci této práce popsány. Přestože tyto experimenty definitivně existenci temné hmoty prozatím neprokázaly, některé náznaky zde již byly. Zejména pak AMS experiment by mohl v blízké době přinést výsledky, které potvrdí existenci temné hmoty. Do budoucna je pak samozřejmě nutné, aby případně výsledky nepřímé detekce potvrdily i další nezávislé experimenty – experimenty detekující temnou hmotu přímo a produkce částic temné hmoty v urychlovačích.

Dokud se ovšem tyto nové částice definitivně nepotvrdí, měli by fyzikové věnovat stejnou pozornost i alternativním teoriím. Obecná teorie relativity je s dostatečnou přesností potvrzena jen uvnitř Sluneční soustavy a neměli bychom brát za samozřejmost její platnost na extragalaktických škálách. Nikdo také nemůže považovat teorii relativity za konečnou teorii. Stále nemáme k dispozici dobrou teorii kvantové gravitace, která může např. přinést nové dynamické efekty při nízkých zrychleních, jak může naznačovat MOND.

# A. Apendix

## A.1 Metody pozorování

### A.1.1 Měření hmotnosti

Při měření hmotnosti solárních systému či galaxií se redukuje obecná teorie relativity na klasickou newtonovskou teorii gravitace, která se používá ve většině astronomických oblastí (s výjimkou kosmologie a okolí velmi kompaktních objektů jako jsou černé díry nebo neutronové hvězdy).

Proti přitažlivé síle gravitace působí odpudivá síla – ve hvězdách horký plyn vytváří vnější tlak, v eliptických galaxiích se pak jedná o plyn hvězd, v kupách galaxií jde jednak o horký plyn vyzařující rentgenové záření a jednak o plyn galaxií.

Gravitační síla mezi dvěma bodovými objekty o hmotnostech  $m_1$  a  $m_2$  ve vzdálenosti  $R$  je dána Newtonovým zákonem

$$F = \frac{Gm_1m_2}{R^2}, \quad (\text{A.1})$$

kde  $G$  je gravitační konstanta. Z druhého Newtonova zákona pak dostáváme pro gravitační zrychlení  $a$  působící na objekt hmotnosti  $m_1$

$$a = \frac{Gm_2}{R^2}. \quad (\text{A.2})$$

Pokud tedy změříme gravitační zrychlení nějakého objektu ve vzdálenosti  $R$ , dokážeme určit jeho hmotnost. Pro objekty jako je Slunce je toto zrychlení dáno dostředivým zrychlením  $a = V^2/R$ , kde  $V$  je okamžitá oběžná rychlost. Pak lze určit hmotnost  $M$  jako

$$M = \frac{V^2R}{G}. \quad (\text{A.3})$$

Pokud není veškerá hmota soustředěna v centru objektu, pak se musí hmotnost  $M$  v (A.3) nahradit  $M(R)$ , což je obecný případ v rozlehlých objektech, jako jsou například spirální galaxie, kde můžeme měřit rotační rychlost  $V(R)$ . Navíc pro objekty, kde je hmota rozložena nesymetricky, je potřeba přidat další faktor  $p(R)$ . Rotační křivka pak bude mít tvar

$$V(R) = p\sqrt{\frac{GM(R)}{R}}. \quad (\text{A.4})$$

Při určování hmotností objektů, které nejeví čistou rotaci, jako jsou kupy galaxií či eliptické galaxie, se používá viriálová věta. Viriálový teorém říká, že pro rovnovážný systém (nekolabující či naopak neexpandující) platí mezi kinetickou energií  $T$  a gravitační potenciální energií  $U$  vztah

$$T = -U/2. \quad (\text{A.5})$$

Pro  $T = \frac{1}{2}MV^2$ , kde  $M$  je celková hmotnost systému a  $V$  střední kvadratická rychlost objektů v systému (rotační i náhodná), a  $U = -GM^2/R$ , kde  $R$  je charakteristická velikost či poloměr systému, přejde vztah (A.5) na

$$M = \frac{V^2R}{G}. \quad (\text{A.6})$$



Narozdíl od (A.3) však platí viriálová věta globálně, a tedy i (A.6) má pro daný potenciál obecnou platnost (pro střední hodnoty). Vztah (A.6) platí pouze pro potenciál  $U = -GM^2/R$ . Zwicky např. při odhadu hmotnosti kupy Coma použil jiný potenciál [46]. Při odhadu tohoto potenciálu vychází z vyjádření pro potenciální energii

$$U = \sum_{i=1}^N \mathbf{F}_i \cdot \mathbf{r}_i \quad (\text{A.7})$$

Dále předpokládal, že jednotlivé galaxie o hmotnostech  $m_i$  a polohových vektorech  $\mathbf{r}_i$  s celkovou hmotností  $M$  jsou v kupě zcela rovnoměrně rozloženy uvnitř koule o poloměru  $R$ . Potenciální energie  $i$ -té galaxie pak je

$$U_i = \mathbf{F}_i \cdot \mathbf{r}_i = -\frac{GMm_i|r_i|^2}{R^3}. \quad (\text{A.8})$$

Pokud mají galaxie stejnou hustotu a předpokládá se, že jsou uvnitř kupy rozloženy spojitě, můžeme sumu v (A.7) nahradit integrálem. Pak bude platit

$$\sum_{i=1}^N m_i |r_i|^2 \approx \int r^2 dm = \int_0^R r^2 4\pi r^2 \rho dr = \frac{4}{5} \pi \rho R^5 = \frac{3}{5} MR^2 \quad (\text{A.9})$$

a výsledný potenciál pak bude

$$U = \sum_{i=1}^N \mathbf{F}_i \cdot \mathbf{r}_i = -\sum_{i=1}^N \frac{GMm_i|r_i|^2}{R^3} = -\frac{3GM^2}{5R}. \quad (\text{A.10})$$

Z viriálové věty pak dostaneme odhad pro hmotnost

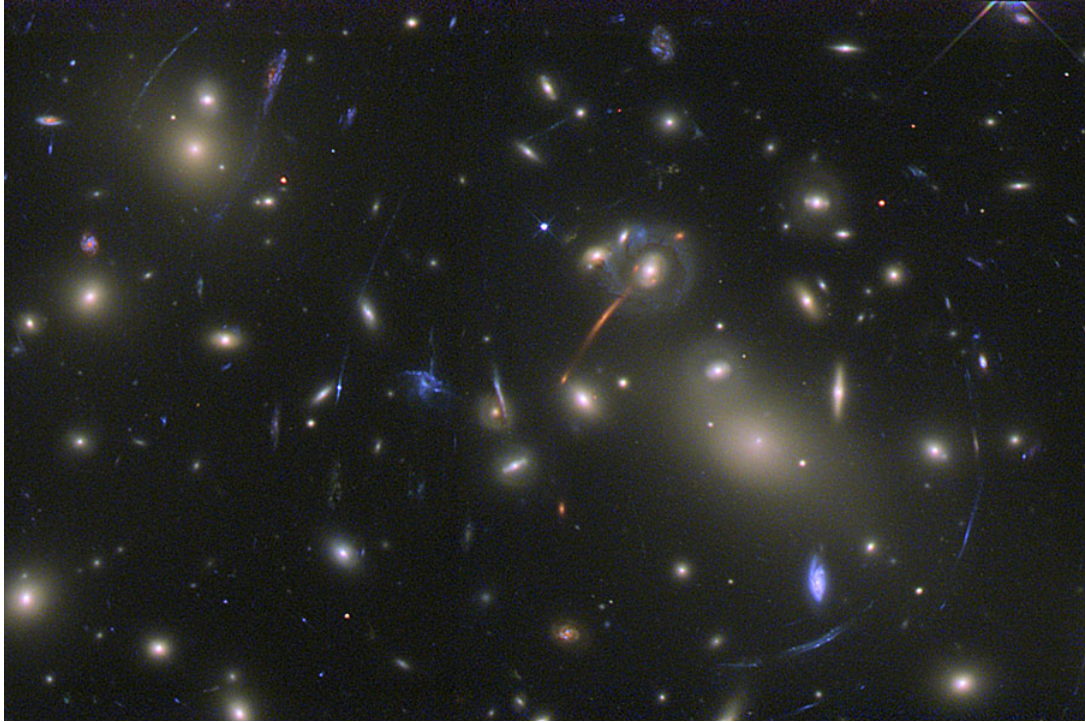
$$M = \frac{5RV^2}{3G}. \quad (\text{A.11})$$

Z jiných předpokladů lze samozřejmě odvodit pomocí viriálové věty i další odhady na hmotnost. Např. Smith [83] používal kromě (A.6) i

$$M = \frac{RV^2}{2G}. \quad (\text{A.12})$$

Tyto odhady hmotnosti se ovšem stále škálují stejně a liší se jen prefaktorem, který k řádovému určení hmotnosti není podstatný.

Při určování hmotností galaktického halo lze použít také metodu měření únikové rychlosti. Ze znalosti oběžné rychlosti  $v_{circ}$  ve vzdálenosti  $r$  lze určit hmotu uzavřenou ve sféře o poloměru  $r$ , ale úniková rychlost  $v_{esc}$  obsahuje i informace o hmotě dále než  $r$ . Porovnáním  $v_{esc}^2$  a  $2v_{circ}^2$  pak lze odhadnout, kolik hmoty se musí nacházet ve vnější oblasti. Více o této metodě a aplikaci na Mléčnou dráhu viz [82].



Obrázek A.1: Obrazy galaxií nacházející se za kupou galaxií Abell 2218 jsou v důsledku této gravitační čočky zdeformovány do oblouků. Převzato z [61]

### A.1.2 Gravitační čočkování

Gravitační čočkování je ohromným nástrojem pro zkoumání gravitačního pole ve vesmíru. Čočkování využívá toho, že gravitační pole ohýbá paprsky světla a my pak můžeme tyto odchylky měřit. V ideálním případě je pozorovatel, gravitační čočka (např. kupa galaxií) a pozorovaný objekt (galaxie v pozadí za kupou) v přímce. Světlo z velmi vzdálené galaxie je pak při průchodu kolem kupy zakřiveno a pozorovatel by v případě ideálního zarovnání pozoroval kruh (tzv. Einsteinův prstýnek) okolo gravitační čočky. Pro poloměr Einsteinova prstýnku  $R_E$  pak platí [87]

$$R_E = \sqrt{\frac{4GM}{c^2} D_s x(1-x)}, \quad (\text{A.13})$$

kde  $x = D_l/D_s$  je normalizovaná vzdálenost a  $D_l$  a  $D_s$  jsou vzdálenosti pozorovatele k čočce a pozorovatele ke zdroji. Pomocí tohoto vztahu pak lze určit hmotnost čočky  $M$ .

Pokud pomocí čočky vidíme objekt vícekrát či pozorujeme přímo Einsteinův prstýnek, nazýváme tento jev silným gravitačním čočkováním. Může nastat i tzv. slabé čočkování, kdy je pozorovaný objekt zdeformovaný pomocí gravitačního pole čočky. Příklad silného i slabého čočkování je ukázán na obr. A.1

### Mikročočkování

Nejen pro detekci masivních kompaktních objektů (Massive Compact Halo Objects – MACHOs), ale i pro detekci planet o hmotnosti řádově srovnatelných se Zemí, se používá gravitační mikročočkování. Při tomto jevu se pozoruje vzdálená

hvězda a sledují se změny v její zářivém výkonu. Pokud MACHO přejde přes spojnici Země–hvězda, jeho gravitační pole zakříví dráhu světla z hvězdy a dočasně zvýší množství detekovaného světla od hvězdy. Toto zesílení je dáno [87]

$$A(u) = \frac{u^2 + 2}{u\sqrt{u^2 + 4}}, \quad (\text{A.14})$$

kde  $u$  je úhlová separace zdroje a čočky v jednotkách  $R_E$ . Časová závislost  $u = u(t)$  je dána

$$u(t) = \sqrt{u_0^2 + \left(\frac{t - t_0}{t_E}\right)^2}, \quad (\text{A.15})$$

kde  $u_0$  je minimální impaktní parametr v jednotkách  $R_E$ ,  $t_0$  čas maximálního zesílení,  $t_E = R_E/v_t$ , kde  $v_t$  je příčná rychlost čočky na spojnici pozorovatel–zdroj.

### A.1.3 Měření vzdáleností

Na velkých extragalaktických škálách vzniká otázka, co to vůbec vzdálenost je, jak ji definovat a případně měřit. Existuje mnoho druhů vzdáleností, podle toho, jak se měří. Můžeme měřit např. jasnost objektu, jeho úhlový průměr či změnu pozice objektu v důsledku pohybu Země kolem Slunce. Tyto vzdálenosti jsou ovšem stejné pouze pro *blízké* objekty, bližší než přibližně 1 Gpc. Pro vzdálenější objekty se již projevuje vliv rozpínání vesmíru a uvedené vzdálenosti se mohou i velmi lišit [93]. Zde uvádím jen některé z mnoha možných způsobů měření vzdálenosti. Více lze najít např. na [100].

Sluneční *paralaxa* je úhel, pod kterým je vidět 1 astronomická jednotka. Pokud sledujeme vzdálený objekt ve vesmíru, pak se jeho pozice bude měnit v závislosti na pohybu Země kolem Slunce. Z této změny můžeme určit paralaxu objektu a ze známé vzdálenosti Země–Slunce pak i vzdálenost k objektu. Pouze velmi málo hvězd je ovšem dostatečně blízko na to, abychom mohli měřit jejich Sluneční paralaxu.

Z Tully–Fisherova zákonu pro spirální galaxie ( $L \propto V_{rot}^4$ ), respektive z Faber–Jacksonova vztahu pro eliptické galaxie ( $L \propto \sigma^4$ ), lze určit zářivý výkon galaxie. Porovnáním s pozorovanou hustotou toku světla ( $F \propto L/R^2$ ) pak lze určit vzdálenost galaxie. Tyto metody jsou ovšem velmi hrubé, jelikož dané vztahy neplatí vždy - např. exponent u Faber–Jacksonova vztahu se může lišit od 3 (pro méně hmotné galaxie) až po 15 (pro velmi hmotné galaxie).

Pokud známe absolutní magnitudu objektu (standardní svíčky), můžeme ji porovnat s pozorovanou zdánlivou magnitudou a určit tak vzdálenost. Jako standardní svíčky mohou sloužit např. cepheidy, pulzující proměnné hvězdy, u nichž je znám vztah mezi absolutní svítivostí (zářivým výkonem) a periodou jejich proměnnosti. Pro vzdálenější objekty pak lze jako standardní svíčky použít silnější zdroje světla - supernovy typu Ia. Supernovy typu Ia vznikají výbuchem bílého trpaslíka v binárním systému. Zde dochází k přetékání hmoty ze společníka na bílého trpaslíka, čímž se navyšuje jeho hmotnost. Jakmile dosáhne hmotnost maximální stabilní meze (Chandrasekharova mez stability:  $1,4M_\odot$ ), trpaslík se zhroutí, čímž začne spalování uhlíku vedoucí k obřímú výbuchu. Maximum svítivosti je spojeno s rychlostí poklesu - supernovy s menší absolutní svítivostí mají

rychlejší pokles, zatímco supernovy s velkou svítivostí jej mají pomalejší. S touto korekcí je možné určit absolutní svítivost supernovy s přesností 20%.

Vzdálenost lze určovat i přímo z Hubbleova zákona ( $D = V \cdot H_0$ ). Zde je ovšem potřeba rozlišit, zda vzájemná rychlost pozorovatele a objektu je způsobena rozpínáním vesmíru či relativním pohybem v rámci galaxií či kup galaxií. Tento způsob tak není vhodný pro měření vzdálenosti blízkých objektů.

### A.1.4 Detekce WIMP

Detekovat velmi hmotné částice temné hmoty lze přímo či nepřímo [78]. Částice temné hmoty interagují velmi slabě – jak mezi sebou navzájem, tak i s normální hmotou. V principu ovšem mohou pružně rozptylovat jádra atomů (hmotnost částic temné hmoty je mnohokrát větší než hmotnost jader). Problémem je, že účinné průřezy těchto interakcí jsou neznámé a různé modely poskytují odhady lišící se o mnoho řádů. Přesto lze rozptyl jader teoreticky pozorovat přímo v laboratoři. Příkladem přímé detekce je projekt DAMA (viz 2.3.3).

Další možností, jak (nepřímo) detekovat temnou hmotu, je skrz její anihilaci. Obecně proces anihilace temné hmoty skončil v raném vesmíru, kdy hustota částic klesla natolik, že již spolu interagovaly velmi vzácně. Od té doby se ovšem skrz gravitační kolaps zformovaly struktury, kde hustota částic opět vzrostla, např. centra galaxií či domnělé objekty temné hmoty nacházející se v halo galaxií (viz obr. 3.4). V těchto oblastech se zvýšenou hustotou částic temné hmoty pak lze očekávat, že bude k anihilaci opět docházet a my můžeme pozorovat produkty této interakce – neutrino, gamma záření, elektrony či pozitrony. Příkladem takovéto detekce je experiment AMS (viz 2.3.6).

## A.2 Kosmologie

### A.2.1 Omega faktory

Na kosmologických škálách je výhodné pracovat s tzv.  $\Omega$  faktory. Tyto faktory jsou spolu svázány Friedmannovou rovnicí, odvozenou z Einsteinových rovnic pro maximálně symetrický prostor (homogenní a izotropní v prostoru), ve kterém hmotu ve vesmíru považujeme za ideální tekutinu. Friedmannova rovnice má tvar

$$H^2 \equiv \frac{\dot{a}^2}{a^2} = \frac{8\pi G\rho}{3} - \frac{kc^2}{a^2} + \frac{\Lambda c^2}{3}, \quad (\text{A.16})$$

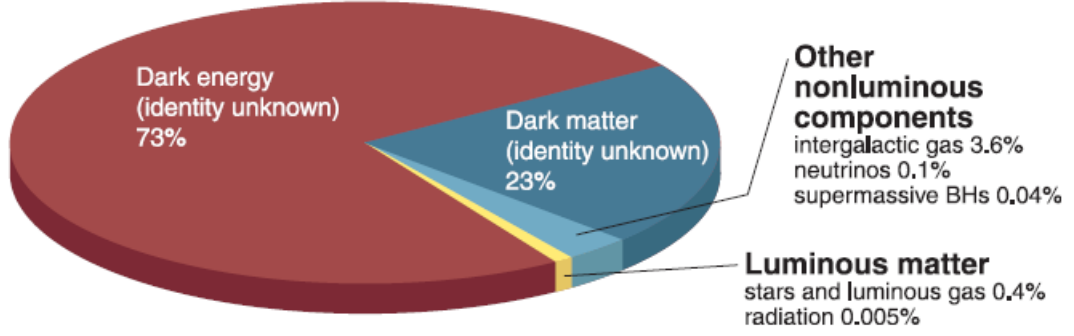
kde  $H$  je Hubbleův parametr<sup>1</sup>,  $a$  škálovací parametr (funkce expanze),  $\rho$  hustota látky (libovolné formy),  $G$  gravitační konstanta,  $k$  křivost prostoročasu (vhodnou volbou škálování  $a$  je  $k = -1, 0, +1$ ),  $c$  rychlost světla ve vakuu a  $\Lambda$  kosmologická konstanta. Tuto rovnici vydělením  $H^2$  lze přepsat za použití  $\Omega$  faktorů do tvaru

$$1 = \Omega_M + \Omega_\Lambda + \Omega_k, \quad (\text{A.17})$$

kde

$$\Omega_M = \frac{8\pi G\rho}{3H^2}, \quad \Omega_\Lambda = \frac{\Lambda c^2}{3H^2}, \quad \Omega_k = -\frac{kc^2}{a^2 H^2}.$$

<sup>1</sup>Dnešní udávaná hodnota Hubbleovy konstanty (2012) je  $H_0 = (74,3 \pm 2,1) \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ [31], respektive (2013)  $H_0 = (67,3 \pm 1,2) \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ [2]



Obrázek A.2: Předpokládané rozložení hmoty-energie v dnešním vesmíru –  $\Omega_M = 0,27$ ,  $\Omega_\Lambda = 0,73$ ,  $\Omega_k = 0$ . Pouze 0,4% veškeré hmoty-energie tvoří opticky viditelné objekty jako jsou hvězdy. Zbytek baryonové hmoty (3,6%) tvoří horký intergalaktický plyn, který vyzařuje v rentgenovém oboru. Hmoty ve vesmíru je pak tvořena převážně nebaryonovou temnou hmotou (23%). Zbýlých 73% tvoří temná energie reprezentována kosmologickou konstantou. Převzato z [66].

Z rovnice (A.17) je vidět, že pouze dva  $\Omega$  faktory jsou nezávislé. Změřením  $\Omega_M$  a  $\Omega_\Lambda$  tak lze určit křivost vesmíru  $\Omega_k$ .

Faktor  $\Omega_M$  je součtem hustot všech forem hmoty – svítivé i nsvítivé. Pro jednotlivé komponenty hmoty s hustotou  $\rho_i$  pak užíváme značení  $\Omega_i \equiv \rho_i/\rho_c$ , kde  $\rho_c = 3H_0^2/(8\pi G)$  je kritická hustota. Při takovéto hustotě látky bude vesmír plochý při  $\Lambda = 0$ , jak je i vidět z (A.17).

Grafické znázornění jednotlivých hustot vesmíru je zobrazeno na obr. A.2.

## A.2.2 Rudý posuv

Posuv  $z$  je definován jako relativní změna vlnové délky světla

$$z \equiv \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda_0 - \lambda_1}{\lambda_1} = \frac{\lambda_0}{\lambda_1} - 1, \quad (\text{A.18})$$

kde  $\lambda_0$  je pozorovaná vlnová délka světla a  $\lambda_1$  je vlnová délka vysílaného světla (měřena v blízkosti objektu). Díky rozpínání vesmíru pozorujeme mnohem více rudých posuvů (vzdalujících se objektů) než modrých posuvů (přibližujících se objektů). Rudý posuv má vztah k funkci expanze

$$1 + z = \frac{a(t_0)}{a(t_1)}, \quad (\text{A.19})$$

kde časy  $t_1$  a  $t_0$  jsou časy vyslání, respektive příjmu signálu v laboratoři. Pomocí rudého posuvu lze také určit, jak se mění teplota reliktního záření, hustota látky či záření spolu s rozpínáním vesmíru:

$$\begin{aligned} \frac{T}{T_0} &= 1 + z, \\ \frac{\rho_M}{\rho_{M0}} &= (1 + z)^3, \\ \frac{\rho_r}{\rho_{r0}} &= (1 + z)^4. \end{aligned}$$

Příklady vzdáleností v části A.1.3 jsou stejné pouze pro blízké objekty ( $z \leq 0,1$ ). Mezi těmito vzdálenostmi lze odvodit jejich vztahy k rudému posuvu. Pro úhlovou vzdálenost  $d_A$ , svítivou vzdálenost (určenou z absolutní hvězdné velikosti)  $d_L$  a vlastní vzdálenost („proper motion distance“)  $d_M$  nabývají tyto vztahy jednoduchých rovnic [93]

$$\frac{d_A}{d_L} = (1+z)^{-2}$$
$$\frac{d_M}{d_L} = (1+z)^{-1}$$

Tedy pro malé  $z$  jsou téměř stejné, ale se zvyšujícím se  $z$  se rozcházejí.

# Seznam použité literatury

- [1] ADE, P., et al. (Planck Collaboration) *Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results.* eprint arXiv:1303.5062 (2013)
- [2] ADE, P., et al. (Planck Collaboration) *Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters.* eprint arXiv:1303.5076 (2013)
- [3] AHMED, D., et al. (CDMS Collaboration) *Results from the Final Exposure of the CDMS II Experiment.* eprint arXiv:0912.3592 (2009)
- [4] *AMS-02 The Alpha Magnetic Spectrometer Experiment* [online]. c2013, [cit. 10.4.2013]. <<http://www.ams02.org/>>
- [5] ATHANASSOULA, E., SELLWOOD, J. *Bi-symmetric instabilities of the Kuz'min/Toomre disc.* MNRAS, 221, 213 – 232 (1986)
- [6] BABCOCK, H. *The rotation of the Andromeda Nebula.* Lick. Obs. Bull. 19, 41 – 51 (1939)
- [7] BAHCALL, J. *K Giants and Total Amount of Matter Near the Sun.* Ap. J. 287, 926 – 944 (1984)
- [8] BAHCALL, N., FAN, X. *The Most Massive Distant Clusters: Determining  $\Omega$  and  $\sigma_8$ .* Ap. J. 504, 1 – 6 (1998)
- [9] BEKENSTEIN, J. *Relativistic gravitation theory for the modified Newtonian dynamics paradigm.* eprint arXiv:astro-ph/0403694 (2004)
- [10] BEREZENSKI, V., et al. *Non-Baryonic Dark Matter* Nucl. Phys. B, 48, 22 – 33 (1996)
- [11] BERNABEI, R., et al. *DAMA/LIBRA results and perspectives.* eprint arXiv:1301.6243 (2013)
- [12] BESSEL, F. *On the variations of the proper motions of Procyon and Sirius.* MNRAS, 6, 136 – 141 (1844)
- [13] van BIBBER, K., CAROSI, G. *Status of the ADMX and ADMX-HF experiments.* eprint arXiv:1304.7803 (2013)
- [14] BLUMENTHAL, G., et al. *Formation of galaxies and large-scale structure with cold dark matter.* Nature, 311, 517 – 525 (1984)
- [15] BOUCHET, F., SCHAEFFER, R., DAVIS, M. *Nonlinear matter clustering properties of a cold dark matter universe.* Ap. J. 383, 19 – 40 (1991)
- [16] BROEILS, A. *The mass distribution of the dwarf spiral NGC 1560.* A&A. 256, 19 – 32 (1992)
- [17] BURLES, S. et al. *Big Bang Nucleosynthesis Predictions for Precision Cosmology.* Ap. J. 552, L1 – L5 (2001)

- [18] CANIZARES, C. *X-rays from galaxies and clusters of galaxies – Observations and phenomenology*. IAUS 117, 165 – 179 (1987)
- [19] CAPELA, F., PSHIRKOV, M., TINYAKOV, P. *Constraints on primordial black holes as dark matter candidates from star formation*. eprint arXiv:1209.6021 (2013)
- [20] CAVALIERE, A., FUSCO-FEMIANO, R. *X-rays from hot plasma in clusters of galaxies*. A&A. 49, 137 – 144 (1976)
- [21] CARROL, S. *Dark Matter, Dark Energy: The Dark Side of the Universe*. The Teaching Company (2007), Chantilly
- [22] CONLEY, A., et al. *Supernova Constraints and Systematic Uncertainties from the First Three Years of the Supernova Legacy Survey*. eprint arXiv:1104.1443 (2011)
- [23] COWSIK, R., MCCLELLAND, J. *Gravity of Neutrinos of Nonzero Mass in Astrophysics*. Ap. J. 180, 7 – 10 (1973)
- [24] DESTRI, C., DE VEGA, H., SANCHEZ, N. *Fermionic warm dark matter produces galaxy cores in the observed scales because of quantum mechanics*. eprint arXiv:1204.3090 (2013)
- [25] *Discovery of a Companion of Sirius*. MNRAS 22, 170 (1862)
- [26] EWEN, H., PURCELL, E. *Observation of a Line in the Galactic Radio Spectrum: Radiation from Galactic Hydrogen at 1,420 Mc./sec*. Nature 168, 356 (1951)
- [27] FABER, S., GALLAGHER, J. *Masses and mass-to-light ratios of galaxies*. Ann. Rev. Astrophys. 17, 135 – 187 (1979)
- [28] FENG, J. *Dark Matter Candidates from Particle Physics and Methods of Detection*. eprint arXiv:1003.0904 (2010)
- [29] FINZI, A. *On the validity of Newton’s law at a long distance*. MNRAS 127, 21 – 30 (1963)
- [30] FORNENGO, N. *Candidates for non-baryonic dark matter*. Nucl. Phys. B, 110, 26 – 38 (2002)
- [31] FREEDMAN, W., et al. *Carnegie Hubble Program: A Mid-infrared Calibration of the Hubble Constant* eprint arXiv:1208.3281 (2012)
- [32] FREESE, K. *Death of Baryonic Dark Matter*. Ph. R. 333, 183 – 201 (2000)
- [33] GARNAVICH, P., et al. *Supernova Limits on the Cosmic Equation of State*. Ap. J. 509, 74 – 79 (1998)
- [34] GIACCONI, R., ZAMORANI, G. *X-ray background, discrete sources, and diffuse processes*. Ap. J. 313, 20 – 27 (1987)



- [35] GONDOLO, P. *Introduction to Non-Baryonic Dark Matter*. eprint arXiv:astro-ph/0403064 (2004)
- [36] GULL, S., NORTHOVER, K. *Hot gas in clusters of galaxies*. MNRAS, 173, 585 – 603 (1975)
- [37] GUNN, J., et al. *Some astrophysical consequences of the existence of a heavy stable neutral lepton*. Ap. J., 223, 1018 – 1031 (1978)
- [38] HOHL, F. *One- and Two-Dimensional Models to Study the Evolution of Stellar Systems*. NASSP 153, 323 – 336 (1967)
- [39] HOHL, F. *Numerical Experiments with a Disk of Stars*. Ap. J. 168, 343 – 359 (1971)
- [40] HOU, Z., et al. *Constraints on Cosmology from the Cosmic Microwave Background Power Spectrum of the 2500-Square Degree SPT-SZ Survey*. eprint arXiv:1212.6267 (2012)
- [41] JEANS, J. *The Stability of a Spherical Nebula* RSPTA, 199, 1 – 53 (1905)
- [42] JIN, H., WU, Y., ZHOU, Y. *Implications of the first AMS-02 measurement for dark matter annihilation and decay*. eprint arXiv:1304.1997 (2013)
- [43] JONES, C., FORMAN, W. *The structure of clusters of galaxies observed with Einstein*. Ap. J. 276, 38 – 55 (1984)
- [44] KAHN, F., WOLTJER, L. *Intergalactic Matter and the Galaxy*. Ap. J. 130, 705 – 717 (1959)
- [45] KAJIYAMA, Y., OKADA, H., TOMA, T. *New Interpretation of the Recent Result of AMS-02 and Multi-component Decaying Dark Matters with non-Abelian Discrete Flavor Symmetry*. eprint arXiv:1304.2680 (2013)
- [46] KŘÍŽEK, M., KŘÍŽEK, F. *Před 80 lety objevil Zwicky temnou hmotu*. Pokroky mat. fyz. astronom. 58, 107 – 123 (2013)
- [47] LIEU, R.  *$\Lambda$ CDM cosmology: how much suppression of credible evidence, and does the model really lead its competitors, using all evidence?*. eprint arXiv:0705.2462 (2007)
- [48] LIEU, R., BONAMENTE, M. *Soft X-Ray Excess of Clusters: A Thermal Filament Model and the Strong Lensing of Background Galaxy Groups*. eprint arXiv:0903.3066 (2009)
- [49] LINSKY, J. et al. *Deuterium and the Local Interstellar Medium Properties for the Procyon and Capella Lines of Sight*. Ap. J. 451, 335 – 351 (1995)
- [50] MANNHEIM, P. *Alternatives to Dark Matter and Dark Energy* PrPNP 56, 340 – 445 (2006)
- [51] MASSÓ, E. *Axions and axion-like particles* Nucl. Phys. B, 114, 67 – 73 (2003)

- [52] MÉSZÁROS, A. *A modification of the baryonic dark matter model.* A&A. 325, 1 – 8 (1997)
- [53] MÉSZÁROS, P. *The behaviour of point masses in an expanding cosmological substratum.* A&A. 37, 225 – 228 (1974)
- [54] MILGROM, M. *A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis.* Ap. J. 270, 365 – 370 (1983)
- [55] MILGROM, M. *A modification of the Newtonian dynamics: Implications for galaxies.* Ap. J. 270, 371 – 383 (1983)
- [56] MILGROM, M. *A Modification of the Newtonian Dynamics: Implications for Galaxy Systems.* Ap. J. 270, 384 – 389 (1983)
- [57] MILLER, R., PRENDERGAST, K. *Stellar Dynamics in a Discrete Phase Space.* Ap. J. 151, 699 – 709 (1968)
- [58] MILLER, R., PRENDERGAST, K., QUIRK, W. *Numerical Experiments on Spiral Structure.* Ap. J. 161, 903 – 916 (1970)
- [59] NARIAI, H., TOMITA, K., KATO, S. *On the Gravitational Instability in an Expanding Universe —Reformulation of Lifshitz’s Theory—.* P. Th. P. 37, 60 – 74 (1967)
- [60] NAVARRO, J., FRENK, C., WHITE, S. *The Structure of Cold Dark Matter Halos.* Ap. J. 462, 563 – 575 (1996)
- [61] NEMIROFF, R., BONNELL, J. *Astronomy Picture of the Day* [online]. [cit. 15.4.2013]. <<http://apod.nasa.gov>>
- [62] O’MEARA, J. et al. *The Deuterium to Hydrogen Abundance Ratio toward a Fourth QSO: HS 0105+1619.* Ap. J. 552, 718 – 730 (2001)
- [63] OORT, J. *The force exerted by the stellar system in the direction perpendicular to the galactic plane and some related problems.* Bull. Astron. Inst. Neth. 6, 249 – 287 (1932)
- [64] OSTRIKER, J., BODENHEIMER, P. *On the Oscillations and Stability of Rapidly Rotating Stellar Models. 111. Zero-Viscosity Polytropic Sequences.* Ap. J. 180, 171 – 180 (1973)
- [65] OSTRIKER, J., PEEBLES, J. *A Numerical Study of the Stability of Flattened Galaxies: or, can Cold Galaxies Survive?.* Ap. J. 186, 467 – 480 (1973)
- [66] OSTRIKER, J., STEINHARDT, P. *New Light on Dark Matter.* Science 300, 1909 – 1914 (2003)
- [67] OSTRIKER, J., PEEBLES, P., YAHIL, A. *The size and mass of galaxies, and the mass of the universe.* Ap. J. 193, L1 – L4 (1974)
- [68] PALIATHANASIS, A., TSAMPARLIS, M., BASILAKOS, S. *Constraints and analytical solutions of  $f(R)$  theories of gravity using Noether symmetries.* eprint arXiv:1111.4547 (2011)

- [69] PEEBLES, P. *Large-scale background temperature and mass fluctuations due to scale-invariant primeval perturbations*. Ap. J. 263, L1 – L5 (1982)
- [70] PERIVOLAROPOULOS, L. *Six Puzzles for  $\Lambda$ CDM Cosmology*. eprint arXiv:0811.4684 (2008)
- [71] REBOLO, R. *Baryonic dark matter*. Nucl. Phys. B, 110, 16 – 25 (2002)
- [72] ROBERTS, M. *Radio Observations of Neutral Hydrogen in Galaxies*. Galaxies and the Universe, 309 – 358 (1975)
- [73] ROBERTS, M. *The Rotation Curve of Galaxies*. IAUS, 69, 331 – 340 (1975)
- [74] ROOD, H. *The Dynamics of the Coma Cluster of Galaxies*. Disertační práce (PhD), University of Michigan (1965)
- [75] RUBIN, V., FORD, K., THONNARD, N. *Rotational properties of 21 SC galaxies with a large range of luminosities and radii, from NGC 4605 ( $R = 4\text{kpc}$ ) to UGC 2885 ( $R = 122\text{kpc}$ )*. Ap. J. 238, 471 – 487 (1980)
- [76] SANDERS, R. *A tensor-vector-scalar framework for modified dynamics and cosmic dark matter*. eprint arXiv:astro-ph/0502222 (2005)
- [77] SANDERS, R., MCGAUGH, S. *Modified Newtonian Dynamics as an Alternative to Dark Matter*. eprint arXiv:astro-ph/0204521 (2002)
- [78] SANDERS, R. *The Dark Matter Problem – A Historical Perspective*. Cambridge University Press (2010), New York
- [79] SCHWARZSCHILD, M. *Mass Distribution and Mass-Luminosity Ratio in Galaxies*. A. J. 59, 273 – 284 (1954)
- [80] SKRUTSKIE, M., SHURE, M., BECKWITH, S. *Faint photometry of edge-on spiral galaxies – A search for massive halos*. Ap. J. 299, 303 – 311 (1985)
- [81] SRIVASTAVA, S. *Varying Gravitational Constant as Well as Cosmology from the Early Inflation to Late Acceleration and Future Universe*. eprint arXiv:0808.0404 (2008)
- [82] SMITH, M. et al. *The RAVE Survey: Constraining the Local Galactic Escape Speed*. eprint arXiv:astro-ph/0611671 (2007)
- [83] SMITH, S. *The Mass of the Virgo Cluster*. Ap. J. 83, 23 – 30 (1936)
- [84] SPRINGEL, V. et al. *Collisional Dark Matter and the Structure of Dark Halos*. Ap. J. 535, L103 – L106 (2000)
- [85] STEIGMAN, G., TOSI, M. *Galactic evolution of D and He-3*. Ap. J. 401, 150 – 156 (1992)
- [86] STOMPOR, R. et al. *Cosmological Implications of the MAXIMA-1 High-Resolution Cosmic Microwave Background Anisotropy Measurement*. Ap. J. 561, L7 – L10 (2001)

- [87] SUMI, T. et al. *The Microlensing Event Rate and Optical Depth Toward the Galactic Bulge from MOA-II*. eprint arXiv:1305.0186 (2013)
- [88] SZALAY, A., MARX, G. *Neutrino rest mass from cosmology*. A&A. 49, 437 – 441 (1976)
- [89] TULLY, B., FISHER, R. *A New Method of Determining Distances to Galaxies*. A&A. 54, 661 – 673 (1977)
- [90] TRIMBLE, V. *Existence and Nature of Dark Matter in the Universe*. Ann. Rev. Astrophys. 25, 425 – 472 (1987)
- [91] UMEMURA, M., IKEUCHI, S. *Formation of subgalactic objects within two-component dark matter*. Ap. J. 299, 583 – 592 (1985)
- [92] USON, J., WILKINSON, D. *Search for small-scale anisotropy in the cosmic microwave background*. Ph. Rv. L. 49, 1463 – 1465 (1982)
- [93] WEINBERG, S. *Gravitation and Cosmology: Principles and Application of the General Theory of Relativity*. John Willey & Sons, Inc. (1972), New York
- [94] van de HULST, H. Nederl. Tij. Natuurkunde, 11, 201 (1945)
- [95] VITTORIO, N. *Cold dark matter dominated universes*. MmSAI, 57, 605 – 611 (1986)
- [96] WHITE, S. *Mass segregation and missing mass in the Coma cluster*. MNRAS, 179, 33 – 41 (1977)
- [97] WHITE, S., et al. *The baryon content of galaxy clusters: a challenge to cosmological orthodoxy*. Nature, 366, 429 – 433 (1993)
- [98] WHITE, S., FRENK, C., DAVIS, M. *Clustering in a neutrino-dominated universe*. Ap. J. 274, L1 – L5 (1983)
- [99] WOODARD, R. *Avoiding Dark Energy with  $1/R$  Modifications of Gravity*. Lect. Notes Phys., 720, 403 – 433 (2007)
- [100] WRIGHT, N. *UCLA Division of Astronomy and Astrophysics* [online]. [cit. 11.5.2013]. <<http://www.astro.ucla.edu/~wright/distance.htm>>
- [101] ZELDOVICH, I. *The theory of the large scale structure of the universe*. IAUS 79, 409 – 420 (1978)
- [102] ZWICKY, F. *Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln*. Helvetica Physica Acta 6, 110 – 127 (1937)
- [103] ZWICKY, F. *On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae*. Ap. J. 86, 217 – 246 (1933)

# Seznam použitých zkratek

CDM (Cold Dark Matter) - *chladná temná hmota*

CMB (Cosmic Microwave Background radiation) - *reliktní záření*

DM (Dark Matter) - *temná hmota*

HDM (Hot Dark Matter) - *horká temná hmota*

LSP (Lightest Superpartner) - *nejlehčí supersymetrická částice*

MACHOs (Massive Astrophysical Compact Objects) - *tmavé hvězdy*

MOND (Modified Newtonian Dynamics) - *teorie modifikující 2. Newtonův zákon*

WDM (Warm Dark Matter) - *teplá temná hmota*

WIMP (Weakly Interacting Massive Particles) - *slabě interagující masivní částice*

WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) - *americká sonda určená pro měření fluktuací reliktního záření*