

O Enigma da Matéria Escura no Universo

The Enigma of Dark Matter in the Universe

Rainer Karl Madejsky^{✉*}

Departamento de Física – UEFS

Av. Transnordestina, s/n, Campus UEFS, Feira de Santana – BA – 44036-900

(SUBMETIDO: [16/03/2025] - ACEITO: [01/08/2025] - PUBLICADO: [13/09/2025])

A natureza da matéria escura é uma das maiores questões em aberto da cosmologia contemporânea. De acordo com o modelo cosmológico padrão Λ CDM, a interpretação dos dados observacionais indica que 29% da densidade de energia do universo se encontra em forma de matéria, mas apenas 1/6 desta quantidade é matéria bariônica. Como candidatas a matéria escura não bariônica foram propostas partículas elementares hipotéticas, mas nenhuma dessas partículas foi encontrada até hoje. No entanto, as observações recentes de ondas gravitacionais, de microlentes e do telescópio espacial James Webb indicam uma nova direção para a solução do enigma da natureza da matéria escura. Transições de fase no universo primordial causam uma abrupta queda da pressão da matéria relativística e possibilitam o colapso gravitacional de flutuações de densidade preexistentes. Quatro transições de fase são consideradas, o desacoplamento dos bósons W e Z , duas transições quark-hádron e o aniquilamento elétron-pósitron. A queda da pressão nesses momentos resulta na formação de buracos negros primordiais com massas em torno de $10^{-5} M_{\odot}$, $1 M_{\odot}$, $30 M_{\odot}$ e $10^6 M_{\odot}$. Nesse cenário, a quantidade total da matéria escura não bariônica do universo poderia ser atribuída a buracos negros primordiais.

Palavras-chaves: Matéria Escura; Buracos Negros Primordiais; Transições de Fase.

The nature of dark matter is one of the principal open questions in modern cosmology. According to the standard cosmological model Λ CDM, the interpretation of observational data indicate that 29% of the energy density of the universe is due to matter, but only 1/6 of this amount is baryonic matter. As candidates of non baryonic dark matter have been proposed various hypothetical elementary particles, but none has been detected so far. However, recent observations of gravitational waves, of microlensing and of the James Webb space telescope may indicate a new direction towards a solution of the enigma of the nature of dark matter. Phase transitions in the primordial universe result in a sudden decrease of the pressure of relativistic matter permitting gravitational collapse of pre-existing density fluctuations. Four phase transitions are considered, the decoupling of W and Z bosons, two quark-hadron transitions and the electron-positron annihilation. The decrease in the pressure of relativistic matter results in the formation of primordial black holes with typical masses of $10^{-5} M_{\odot}$, $1 M_{\odot}$, $30 M_{\odot}$ and $10^6 M_{\odot}$. According to this scenario, the total quantity of dark matter could be due to primordial black holes.

Keywords: Dark Matter; Primordial Black Holes; Phase Transitions.

I. Introdução

A história das ideias sobre estrutura e origem do Universo mostra que a humanidade sempre defendeu sua posição central na gênese. No decorrer do tempo, acumularam cada vez mais evidências astronômicas contrárias a uma visão antropocêntrica. Não somente foi a humanidade deslocada de uma posição central em relação às demais estrelas e galáxias dentro do universo observável, mas também na sua natureza de matéria bariônica.

No modelo padrão das partículas elementares, as mesmas podem ser divididas entre bárions, mésons, léptons e fótons. Bárions são compostos de três quarks. Os dois bárions mais conhecidos são o próton e o nêutron. Portanto, a massa dos átomos se deve, principalmente, aos bárions. Nesse sentido, matéria bariônica significa matéria comum a qual conhecemos pelas observações astronômicas, mas não toda matéria bariônica é visível [1]. Exemplos de matéria bariônica escura são as estrelas compactas, as quais se tornam não detectáveis em distâncias muito grandes.

* E-mail: madejsky@uefs.br

O modelo cosmológico mais aceito atualmente é o modelo Λ CDM em que Λ se refere a uma constante cosmológica não nula que é responsável pela expansão acelerada do universo e CDM (*Cold Dark Matter*) se refere à matéria escura fria sendo matéria não relativística. De acordo com o modelo Λ CDM, a maior parte da matéria do universo encontra-se em uma forma não bariônica cuja natureza permanece desconhecida.

A. Matéria escura clássica: Sirius B

Em um primeiro passo podemos definir matéria escura como matéria que é invisível e não detectável pelos telescópios. De acordo com essa definição provisória, Sirius B é o exemplo clássico de matéria escura. Sirius (ou Sirius A) é a estrela mais brilhante do céu noturno. Devido a esse fato, Sirius é uma das estrelas mais observadas desde a antiguidade. Como todas as estrelas da vizinhança solar, Sirius mostra um movimento próprio, mas, diferente de muitas estrelas, esse movimento mostra oscilações em torno de uma linha reta com um período de 50 anos. A distância de Sirius é de 2,6 pc ou 8 anos-luz, a sua massa é $M = 2,1 M_{\odot}$ (massas solares) e a sua magnitude aparente é $m = -1,46$ mag.

Desde o início do século XIX existia a suspeita de se tratar de uma estrela binária, e a segunda componente foi observada pela primeira vez em 1862. Sirius B com uma massa de quase metade da massa de Sirius A possui magnitude aparente de $m = 8,5$ mag que corresponde a uma luminosidade de apenas um décimo milésimo de Sirius A. A luminosidade L de uma estrela é dada pela Lei de Planck $L = 4\pi R^2 \sigma T^4$ em que R é o raio da estrela, σ é a constante de Stefan-Boltzmann e T é a sua temperatura efetiva. Portanto, Sirius A deve ter um raio aproximadamente cem vezes maior que Sirius B. Se a anã branca Sirius B se encontrasse na galáxia vizinha Andrômeda M31, ainda hoje ela seria não detectável para os telescópios de grande porte e seria considerada matéria escura no sentido clássico.

O primeiro trabalho no qual matéria escura foi mencionada é de J. Kapteyn publicado em 1922 [2]. Uma década depois, uma enorme quantidade de matéria escura foi descoberta por F. Zwicky [3] e [4]. Com os melhores telescópios da época ele determinou as velocidades radiais de várias galáxias do aglomerado de Coma e concluiu que devia existir 400 vezes mais matéria escura do que matéria visível no aglomerado de Coma. A quantidade de matéria escura parecia absurdamente alta, mas na época de Zwicky, matéria visível se referia apenas à estreita janela óptica da atmosfera terrestre. Em

tempos atuais, deve ser incluída matéria que emite raios gama, raios X, luz ultravioleta, luz no infravermelho, micro-ondas e ondas de rádio, o que reduz o fator de 400 consideravelmente.

B. Estágios finais da evolução estelar

Matéria escura no sentido da definição provisória poderia ser qualquer astro que possui uma massa muito grande e um raio muito pequeno, dessa forma tendo uma luminosidade abaixo do limite de detecção. Estrelas compactas que satisfazem esse critério se formam naturalmente como estágios finais da evolução estelar. De acordo com os modelos da evolução estelar, as estrelas normais passam a maior parte do seu tempo de vida na sequência principal do diagrama Hertzsprung-Russell e possuem massas M_{sp} entre $0,07 M_{\odot}$ e $100 M_{\odot}$. O limite inferior se deve ao fato de que a queima de hidrogênio requer uma temperatura mínima que é atingida na região central da estrela somente para massas a partir de $0,07 M_{\odot}$. O limite superior se deve a instabilidades causadas pela pressão de radiação.

Uma estrela que na sequência principal possui uma massa abaixo de oito massas solares, $M_{sp} < 8 M_{\odot}$, termina sua vida formando uma anã branca pelo colapso gravitacional da sua região central, acompanhada da ejeção do envelope que forma uma nebulosa planetária. As anãs brancas possuem massas em torno de uma massa solar, com um limite superior de $M_c = 1,44 M_{\odot}$ chamado massa de Chandrasekhar, e raios da ordem de 10^4 km, portanto, tendo luminosidades muito menores que as estrelas da sequência principal.

Quando a estrela possui uma massa inicial maior do que oito massas solares, $M_{sp} > 8 M_{\odot}$, o colapso da região central é mais violento e termina formando uma estrela de nêutrons com um raio entre 10 e 20 km, ou um buraco negro. Durante o colapso gravitacional é liberada uma quantidade enorme de energia que causa uma explosão violenta do envelope da estrela, formando uma supernova. Esse tipo de supernova, na literatura original sendo chamado *core-collapse supernova*, é diferente da supernova de instabilidade de pares, PISN, que será discutida mais adiante. Durante um instante curto no início da explosão são sintetizados os núcleos dos elementos químicos mais pesados que o ferro Fe. Os elementos pesados além do ferro com mais de 26 prótons não podem ser sintetizados durante a fase de equilíbrio hidrostático da estrela por causa da energia de ligação dos núcleos atômicos que alcança o seu valor máximo no ferro.

O limite de massa de uma estrela de nêutrons

deve se encontrar um pouco abaixo de duas massas solares. De acordo com modelos recentes da evolução estelar, as massas dos buracos negros que se formam dessa maneira, devem ser maiores que cinco massas solares. Portanto, há um intervalo entre duas e cinco massas solares no qual não deveriam existir objetos que se formam naturalmente durante a evolução estelar.

Além das estrelas compactas como estágios finais da evolução estelar existem objetos chamados anãs marrons e júpiteres. De acordo com os modelos estelares, objetos com massa entre $13 M_{jup} < M_{am} < 75 M_{jup}$ (uma massa de Júpiter M_{jup} equivale a aproximadamente $10^{-3} M_{\odot}$) não conseguem realizar a queima completa de hidrogênio, apenas sintetizando dêuterons. O dêuteron $D (= {}^2\text{H})$ possui uma energia de ligação de apenas 2,22 MeV, liberando menos que 1/10 de energia em comparação com a síntese do hélio ${}^4\text{He}$. Um exemplo conhecido de uma anã marrom é 2M1207 que possui uma temperatura de $T = 2500 \text{ K}$, uma massa de $M = 0,025 M_{\odot}$, um raio de $R = 0,25 R_{\odot}$, e uma luminosidade de $L \approx 10^{-3} L_{\odot}$, ainda maior que as anãs brancas.

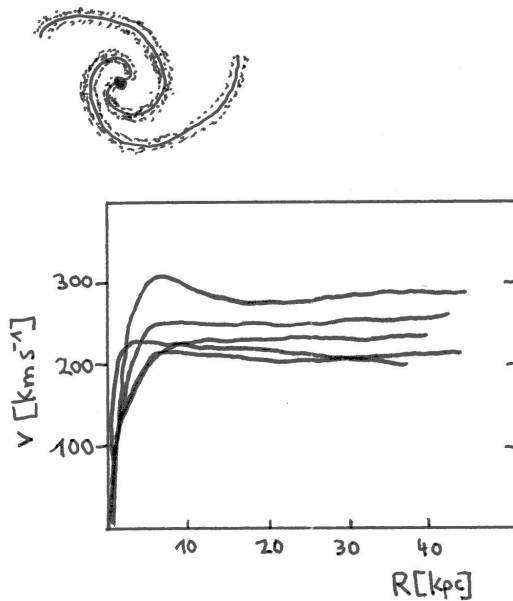


Figura 1 – Velocidade rotacional v [km s^{-1}] em função da distância ao centro R [kpc] para várias galáxias espirais. Figura adaptada a partir de dados públicos. A galáxia espiral no topo mostra de maneira esquemática o limite da luminosidade visual.

Objetos com massas abaixo de $M_{pl} < 13 M_{jup}$ (ou $M_{pl} < 0,012 M_{\odot}$) não alcançam a temperatura mínima para realizar nem o primeiro passo da queima de hidrogênio e não podem produzir nenhuma luminosidade além da emissão térmica que resulta ainda do colapso gravitacional. Esses objetos chamados de júpiteres são exoplanetas ou planetas livres que não possuem nenhuma estrela central.

II. Métodos clássicos para quantificar a matéria escura

Ao longo das cinco décadas passadas, foram desenvolvidos vários métodos para quantificar a matéria escura. Alguns desses métodos são descritos a seguir.

A. Curvas de rotação de galáxias espirais

A observação de curvas de rotação de galáxias espirais deu início à discussão moderna da matéria escura que se estende até a atualidade. Ao supor equilíbrio dinâmico, a velocidade rotacional observada, $v_{rot}(R)$, em função da distância R em relação ao centro da galáxia, permite determinar a massa total que se encontra dentro do raio R observado:

$$\frac{mv_{rot}^2}{R} = \frac{GmM(R)}{R^2}, \quad (1)$$

em que G é a constante da gravitação e $M(R)$ é a massa que se encontra dentro do raio R sob a hipótese adicional de se tratar de uma distribuição esférica de matéria.

Na Fig. 1 são representadas algumas curvas de rotação típicas para galáxias espirais, a velocidade rotacional [km/s] sendo indicada em função da distância [kpc] ao centro de cada galáxia. As velocidades foram obtidas a partir da observação da linha de 21 cm do hidrogênio no rádio. As curvas de rotação estendem muito além dos limites visuais R_{lum} das galáxias, os quais se devem às luminosidades das estrelas. Para raios maiores que $R > R_{lum}$ deveria se esperar uma diminuição da velocidade rotacional de acordo com a Lei de Kepler, $v_{rot}(R) \sim 1/\sqrt{R}$. Em vez desta diminuição é observada uma velocidade rotacional aproximadamente constante na grande maioria das galáxias espirais. De acordo com a Eq. (1), uma velocidade rotacional constante implica um aumento linear da massa com a distância, $M(R) \sim R$. A depender das distâncias até as quais as observações no rádio permitem determinar uma velocidade rotacional, a matéria escura contribui com 80% a 90% para a

massa total na grande maioria das galáxias espirais observadas [5] e [6]. Portanto, a matéria escura é a matéria dominante nessas galáxias. Inicialmente, as curvas de rotação foram discutidas de maneira controversa, mas ao longo dos anos, a conclusão da existência de uma grande quantidade de matéria escura se consolidou.

No entanto, houve uma explicação alternativa para as velocidades rotacionais sendo chamada MOND (*Modified Newtonian Dynamics*), que considera desvios da lei da gravitação newtoniana para grandes distâncias. Deve ser considerada que as leis de Kepler, as quais foram usadas para derivar a lei da gravitação universal, são leis empíricas abrangendo distâncias de até 10^{-4} pc, que são oito ordens de grandeza menor que as distâncias relevantes na determinação da quantidade da matéria escura nas galáxias espirais. Nesse sentido, uma proposta de desvio da lei da gravitação para distâncias muito grandes é pertinente. Por outro lado, falta uma argumentação fundamentada em conceitos físicos. Uma versão nova relativística é chamada de TeVeS (*Tensor Vector Scalar*). As curvas de rotação com velocidade constante podem ser reproduzidas pela teoria TeVeS, mas essa teoria não consegue explicar alguns dos aspectos de matéria escura discutidos a seguir.

B. Dinâmica interna de aglomerados de galáxias

Na sua versão mais simples, o teorema virial em forma escalar, $2T + V = 0$, em que T é a energia cinética e V é a energia potencial, descreve o equilíbrio dinâmico de um sistema autogravitante. Para N galáxias de um aglomerado deve ser avaliada a igualdade

$$\sum_{i=1}^N m_i v_i^2 = \sum_{i=1}^N \sum_{j<i}^N G \frac{m_i m_j}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|}, \quad (2)$$

em que v_i são as velocidades tridimensionais das galáxias cujas componentes radiais podem ser determinadas pelo deslocamento das linhas espectrais e $|\vec{r}_i - \vec{r}_j|$ são as distâncias tridimensionais entre as galáxias i e j que podem ser determinadas, estatisticamente, através das distâncias aparentes em projeção. Sob a hipótese de equilíbrio dinâmico, a igualdade na Eq.(2) permite determinar a massa total do aglomerado $\sum_i m_i = M$. Analisando dezenas de aglomerados de galáxias, a conclusão é que matéria escura contribui com 80% a 90% para a massa total. A consideração de velocidades anisotrópicas resulta em massas ligeiramente diferentes,

mas mantendo a conclusão principal.

Abell 1689 é um dos maiores aglomerados de galáxias conhecidos e o método descrito indica uma massa total do aglomerado quase 100 vezes maior que a massa estelar luminosa.

C. Emissão de raios X em aglomerados de galáxias

Alguns aglomerados exibem emissão em raios X. A emissão se deve a bremsstrahlung e permite determinar uma temperatura do gás de vários milhões de Kelvin. Um gás quente deveria expandir rapidamente e se dispersar no espaço. Somente um potencial gravitacional muito maior do que aquele determinado a partir das galáxias luminosas pode prender um gás dessa temperatura alta. Através da intensidade da emissão em raios X pode ser determinada a massa total do gás que é responsável pela emissão, com o resultado de que a massa do gás pode ser várias vezes maior do que a massa luminosa das galáxias em casos extremos, mas ainda não explicando a quantidade total de matéria nesses aglomerados. Os cálculos quantitativos mostram que nos aglomerados com emissão em raios X, a matéria escura contribui tipicamente com 90% para a massa total nestes aglomerados.

D. Lenteamento gravitacional

O desvio da luz no campo gravitacional do Sol foi proposto por A. Einstein na sua teoria da relatividade geral e foi observado em 1919 durante um eclipse solar total em Sobral no Ceará. O desvio previsto na distância d do centro do Sol de $\alpha = 1,75'' (R_\odot/d)$ foi confirmado pelas observações em Sobral, considerando os erros observacionais aleatórios.

O desvio pode ser calculado pela mecânica clássica usando a massa relativística do fóton $E = h\nu = mc^2$. Na aproximação impulsiva (*impulse approximation*) deve ser calculada a força exercida pelo Sol, perpendicular à trajetória do fóton, $F_\perp = (GMm/r^2) \cos \vartheta = m\dot{v}_\perp$, em que ϑ é o ângulo entre a força exercida pelo Sol e o ponto de maior aproximação, chamado parâmetro de impacto b , portanto, $\cos \vartheta = b/r$. A aproximação impulsiva é apropriada uma vez que a velocidade do fóton é sempre igual à velocidade da luz $v = c$. A aceleração instantânea perpendicular à trajetória é dada por $a_\perp(t) = (GM/b^2) [1 + v^2 t^2/b^2]^{-3/2}$ em que o ponto zero do tempo é o momento de maior aproximação $r(t = 0) = b$. Ao integrar a aceleração

perpendicular ao longo do tempo obtém-se a variação total da velocidade perpendicular, $\Delta v_{\perp} = \int dv_{\perp} = \int_{-\infty}^{\infty} GM/bv(1+s^2)^{-3/2} = 2GM/bv$. Aqui foi usada a substituição da variável $s = vt/b$ e a integral $\int(1+x^2)^{-3/2}dx = x(1+x^2)^{-1/2}$ para obter a mudança total da velocidade perpendicular, $\Delta v_{\perp} = 2GM/bc$, que mostra que o desvio depende diretamente da massa da lente gravitacional. Usando nesse caso a massa do Sol, obtém-se um desvio $\Delta v_{\perp}/c = 2GM_{\odot}/R_{\odot}c^2 = 1,27 \times 10^3 \text{ m/s} / c = 4,26 \times 10^{-6} \text{ rad} = 0,87''$ o que corresponde à metade do valor proposto por Einstein. De acordo com a teoria da relatividade geral, o desvio é exatamente o dobro em comparação com a mecânica newtoniana.

O desvio foi observado com métodos de radiointerferometria, meio século depois do eclipse de Sobral, com o radioquasar QSO 3C 279 que desaparece uma vez por ano atrás do Sol. O desvio é o mesmo valor observado em Sobral, mas com um erro aleatório muito menor, $\alpha = 1,75'' \pm 0,02''$.

Todos objetos podem causar um desvio atuando como lentes gravitacionais. Muitos aglomerados de galáxias mostram o fenômeno de lenteamento gravitacional, a exemplo de Abell 1689. A análise detalhada de lenteamento gravitacional, no caso geral, é bastante complexa, mas permite quantificar a matéria escura, com o resultado de que na maioria dos aglomerados, a matéria escura contribui com mais de 90% para a massa total dos aglomerados, um dos exemplos mais conhecidos sendo Abell 2218.

Todos estes métodos clássicos mostram de forma consistente que a matéria dominante nas galáxias e nos aglomerados de galáxias é matéria escura. A matéria luminosa é mais concentrada espacialmente, enquanto que a matéria escura é distribuída sobre distâncias maiores.

III. Matéria no Universo: Λ CDM

O Modelo Cosmológico Padrão tem como base as Equações de Einstein formuladas em 1915. A constante Λ é a constante cosmológica introduzida por Einstein para obter um universo estacionário que na época era o modelo de universo geralmente aceito. No entanto, em 1929, E. Hubble descobriu a expansão entre as galáxias. Em anos recentes foi descoberta a expansão acelerada do universo. Um valor positivo da constante cosmológica, $\Lambda > 0$, corresponde a uma força repulsiva a qual é atribuída à energia escura cuja natureza, no entanto, permanece desconhecida [7].

As observações e análises das quatro décadas passadas mostram que a maior parte da matéria

do universo deve se encontrar em forma de matéria escura fria CDM (*Cold Dark Matter*), sendo esta matéria não bariônica.

De acordo com o modelo de universo mais aceito, Λ CDM, a densidade crítica ρ_c do universo é dada por $\rho_c = 3H_0^2/8\pi G = 10^{-29} \text{ g cm}^{-3}$, em que H_0 é a constante de Hubble e G é a constante da gravitação. Os parâmetros cosmológicos clássicos Ω são definidos como parâmetros adimensionais em relação à densidade crítica,

$$\Omega_i = (\rho_i/\rho_c),$$

em que ρ_i é a densidade do componente i . O parâmetro cosmológico da matéria, portanto, é definido como

$$\Omega_m = (\rho_m/\rho_c),$$

com ρ_m [g cm^{-3}] sendo a densidade de matéria. Devido à expansão do universo, a densidade de matéria aumenta com o *redshift* z em relação ao valor de hoje, ρ_0 , de acordo com $\rho(z) = \rho_0(1+z)^\alpha$, em que $\alpha = 3$ se refere ao universo atual dominado por matéria (universo MD) e $\alpha = 4$ se refere à radiação (universo RD). A temperatura varia de acordo com $T(z) = T_0(1+z)$ para o universo de radiação RD, em que $T_0 = 2,725 \text{ K}$ é a temperatura atual.

A. Nucleossíntese primordial e matéria bariônica

A nucleossíntese primordial forneceu o primeiro indício a favor de uma densidade bariônica muito baixa, da ordem de $\Omega_b h_0^2 = 0,02 \pm 0,01$, em que Ω_b é o parâmetro da densidade bariônica e $h_0 = 0,72$ é o valor atual do parâmetro da constante de Hubble, $H_0 = 100 h_0 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

Como mostra a Fig.2, a quantidade de dêuterons D no universo primordial depende sensivelmente da densidade bariônica do universo. A partir de um certo valor da densidade bariônica, os bárions abundantes destroem em colisões os dêuterons que possuem uma energia de ligação de apenas 2,22 MeV.

Os métodos recentes da análise das anisotropias da radiação cósmica de fundo RCF, observadas pelos satélites WMAP e Planck, permitem determinar a densidade bariônica com precisão maior, com o resultado de $\Omega_b = 0,045$. Portanto, apenas 4,5 % da densidade do universo se deve a matéria bariônica. A análise detalhada das anisotropias da RCF permite determinar os parâmetros clássicos, $\Omega_{\Lambda} = 0,71$, que é associado à energia escura e $\Omega_m = 0,29$ que corresponde à matéria (luminosa e escura). Para o universo plano vale $\Omega_{\Lambda} + \Omega_m = 1$. O parâmetro da

densidade de matéria é a soma das densidades da matéria bariônica e da matéria não bariônica,

$$\Omega_m = \Omega_{CDM} + \Omega_b,$$

com $\Omega_{CDM} = 0,245$ sendo a contribuição da matéria escura não bariônica correspondente a 85% de toda matéria. Por sua vez, a matéria luminosa $\Omega_{lum} \approx 0,01$ corresponde a apenas 1/5 da matéria bariônica, ou a apenas 1/30 de toda matéria.

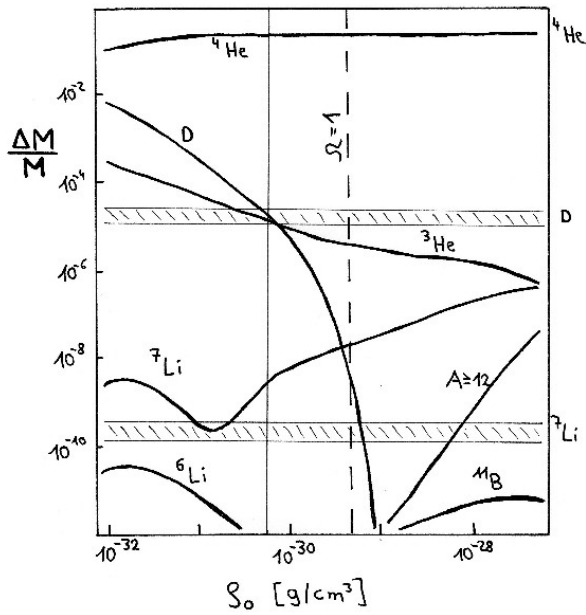


Figura 2 – Rendimento de núclídeos leves $\Delta M/M$ devido à nucleossíntese primordial em função da densidade bariônica (valor da época atual). A nucleossíntese primordial inicia quando o universo tem uma idade $t_U = 100$ s e termina depois de 15 minutos, sintetizando 25% (em massa) de ^4He . O dêuteron $D (= ^2\text{H})$ possui uma baixa energia de ligação de apenas 2,22 MeV e pode ser destruído facilmente através de choques com bárions. As marcas horizontais correspondem às abundâncias observadas de dêuterons D e de ^7Li .

B. Formação das estruturas

Os modelos da formação e evolução das estruturas no universo mostram que as anisotropias da RCF observadas de $\delta T/T \approx 10^{-5}$ são muito pequenas se somente matéria bariônica é considerada. O efeito Sachs-Wolfe relaciona as flutuações de densidade com as anisotropias observadas, $\delta T/T \sim$

$(1/3) \delta\rho/\rho$, em que $\delta\rho$ é o excesso local de matéria. Para um contraste de densidade $\Delta = \delta\rho/\rho \approx 10^{-5}$, o crescimento de Δ sendo proporcional ao tempo no caso relativístico, $\Delta \sim t \sim (1+z)^{-2}$, requer um tempo maior que a idade do universo. Considerando, adicionalmente, matéria não bariônica a qual pode iniciar o crescimento mais cedo que matéria bariônica, é possível explicar a formação de galáxias em um tempo menor.

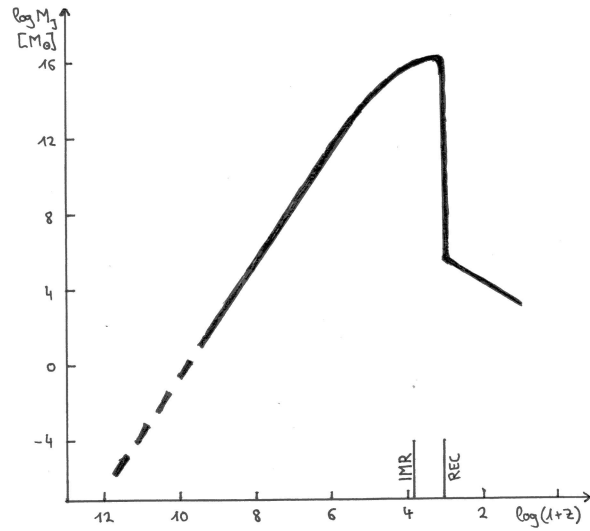


Figura 3 – Massa de Jeans M_J em função do redshift $(1+z)$ do universo em escala log-log. IMR se refere à época da igualdade matéria-radiação e REC se refere à recombinação. A massa de Jeans diminui durante a recombinação por dez ordens de grandeza. Durante a época na qual o universo é dominado por radiação RD, a massa de Jeans depende do redshift como $M_J \sim (1+z)^{-3}$. A extração da massa de Jeans para uma época antes da nucleossíntese primordial é indicada pela reta tracejada.

C. Massa de Jeans

Além da densidade ρ deve ser considerada a temperatura do universo que resulta em uma pressão térmica a qual dificulta o colapso gravitacional. A massa necessária para o colapso ocorrer é chamada massa de Jeans M_J que é dada no universo dominado por matéria (MD) por em que $M_J = 4\pi^{5/2}/(3G^{3/2}) c_s^3 \rho^{-1/2}$, em que $c_s = (\partial p/\partial\rho)^{1/2}$ é a velocidade do som. Um gás relativístico é descrito pela equação de estado $p = (1/3) \rho c^2$, resultando em $c_s = c/\sqrt{3}$. O parâmetro adimensional

da equação de estado, $w = p/(\rho c^2)$, especifica a pressão térmica em unidades da densidade de energia. A massa de Jeans um pouco antes da época da recombinação, momento da formação de átomos neutros de H e He (*redshift* $z = 1070$), é da ordem de $M_J \approx 10^{15} M_\odot$ (Fig. 3). Essa massa corresponde a um grande aglomerado de galáxias. Pouco depois da recombinação ($z < 1070$), a massa de Jeans diminui a $M_J \approx 10^5 M_\odot$ que corresponde à massa típica de aglomerados globulares os quais, dentro da Via Láctea, são os sistemas estelares mais velhos conhecidos. A diminuição da massa de Jeans por dez ordens de grandeza em um intervalo curto de tempo em torno da época da recombinação se deve a uma queda abrupta da velocidade do som de um valor relativístico a um valor de um gás a temperatura de 3000 K.

O comprimento de onda de Jeans λ_J , é dado pela distância pela qual uma onda sonora pode se propagar durante um tempo de colapso $\lambda_J = c_s t_q$ e representa a escala para flutuações estáveis. O tempo de colapso t_q é dado por $t_q = \sqrt{\pi/G\rho}$, em que ρ é a densidade total incluindo fótons e neutrinos. A densidade total no universo primordial é dada por $\rho(z) = 5,5 \times 10^{-34} (1+z)^4 \text{ g cm}^{-3}$. Um gás relativístico possui uma equação de estado $p = \frac{1}{3}\rho c^2$. Dessa forma obtém-se um comprimento de Jeans $\lambda_J = c \sqrt{\pi/3G\rho}$.

A massa de Jeans M_J é dada pela massa de bárions dentro de uma esfera de raio λ_J , $M_J = (4\pi\lambda_J^3/3)\rho_b$. A densidade bariônica é dada por $\rho_b(z) = 4,5 \times 10^{-31} (1+z)^3 \text{ g cm}^{-3}$. Durante a época do universo dominado por radiação, $z_{RD} > 10^4$, a massa de Jeans é aproximadamente dada por

$$M_J = \frac{4\pi^{5/2}}{3^{5/2}} \frac{c^3}{G^{3/2}\rho^{3/2}} \rho_b = \frac{1,22 \times 10^{29}}{(1+z)^3} M_\odot. \quad (3)$$

Para calcular a massa de Jeans no universo primordial, deve ser conhecida a temperatura exata. Pelo princípio da equipartição de energia, cada grau de liberdade g corresponde a uma contribuição de $\frac{1}{2}k_B T$ para a energia térmica, em que k_B é a constante de Boltzmann. O índice adiabático $\gamma = (g+2)/g$ depende do número de graus de liberdade. Para um gás de fótons com $g = 2$ (duas polarizações) obtém-se uma densidade de energia $\epsilon_{rad} = \rho_{rad} c^2 = (g/2) aT^4 = aT^4$, em que $a = 4\sigma/c$ é a constante da densidade de radiação e σ é a constante de Stefan-Boltzmann.

De acordo com o modelo Λ CDM, a relação exata entre temperatura $T[\text{K}]$ e idade do universo $t[\text{s}]$ é

dada por

$$\sqrt{\frac{16\pi G a}{3c^2}} g^* T^2 = 3 \times 10^{-21} \sqrt{g^*} T^2 = \frac{1}{t - t_i},$$

em que t_i é uma constante de integração. Para uma temperatura $T = 10^{13} \text{ K}$ no tempo zero, $t = 0$, a constante tem o valor $t_i = -0,66 \mu\text{s}$.

O número de efetivos graus de liberdade g^* da mistura de partículas relativísticas do plasma pouco antes do início da nucleossíntese primordial, quando a idade do universo é menor que $t_u < 1 \text{ s}$, é dado por $g^* = 2 + 3 + 2 \times (7/2) + 3 \times (7/4) = (69/4)$, em que o primeiro termo 2 é devido ao fóton γ , o termo 3 é devido aos três píons π^\pm, π^0 , o termo $2 \times (7/2)$ é devido aos dois léptons carregados e^\pm, μ^\pm (férmions - sempre incluindo as antipartículas) e o último termo é devido aos três neutrinos ν_e, ν_μ, ν_τ . Nesse momento, os núcleons, p e n , se tornaram não relativísticos e a sua densidade diminui rapidamente. A densidade em número não é mais dada pela distribuição de Fermi mas pela distribuição de Maxwell-Boltzmann.

O número de graus de liberdade de partículas elementares pode ser calculado de acordo com a estatística quântica por $g^* = n_{spin} n_{anti} n_{Pauli}$ com os valores dados no quadro a seguir.

Partícula	Tipo	n_{spin}	n_{anti}	n_{pauli}	g^*
γ	bóson	2	1	1	2
ν_e, ν_μ, ν_τ	férmion	1	2	7/8	7/4
e^-, μ^-, τ^-	férmion	2	2	7/8	7/2
π^\pm, π^0	bóson	1	1	1	1
p, n	férmion	2	2	7/8	7/2
W^\pm, Z	bóson	3	1	1	3

D. Matéria escura não-bariônica: Candidatos

Os candidatos a matéria escura considerados ao longo das quatro décadas passadas foram, quase exclusivamente, partículas elementares hipotéticas. O exemplo mais conhecido são os *wimps* (*Weakly Interacting Massive Particle*) os quais interagem apenas através da interação fraca. O representante mais famoso dos *wimps* é o neutralino. Outros candidatos são da família dos áxions, o photino, monopolos, cordas cósmicas, defeitos topológicos, matéria espelhada (*mirror matter*), entre outros.

Em muitos laboratórios, em vários países, foram e estão sendo realizados experimentos para detectar alguma dessas partículas hipotéticas que abrangem um largo espectro de massa. Até hoje, nenhuma

partícula proposta como candidato a matéria escura não bariônica foi encontrada.

IV. Observações recentes

Com as observações mais recentes de ondas gravitacionais, observações de galáxias remotas e de microlentes, aumenta cada vez mais a possibilidade de se tratar, em alguns desses casos observacionais, de buracos negros primordiais.

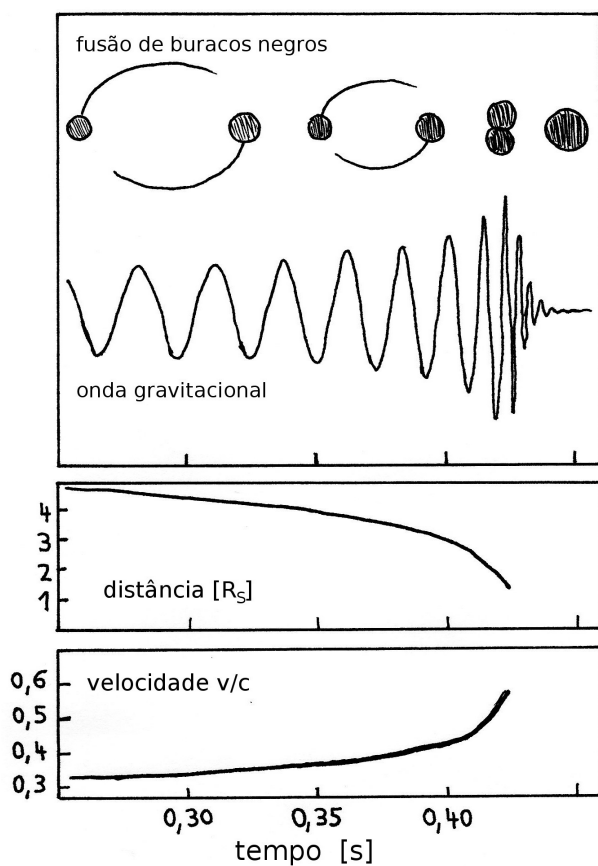


Figura 4 – Painel superior: cenário da fusão de dois buracos negros calculados com métodos de relatividade numérica (*numerical relativity*) de acordo com as ondas gravitacionais observadas pelo LIGO. Painel do meio: distância entre os buracos negros em unidades do raio de Schwarzschild R_s em função do tempo em segundos. Painel inferior: velocidade relativa entre os buracos negros em unidades da velocidade da luz, em função do tempo. Figura adaptada com dados de Abbott *et al.* (2016).

A. LIGO e massas de buracos negros

De acordo com a eletrodinâmica, uma carga elétrica acelerada cria uma onda eletromagnética. Por exemplo, um elétron que gira em torno das linhas de um campo magnético, emite radiação síncrotron.

Em analogia com a eletrodinâmica, A. Einstein propôs na teoria da relatividade geral que uma massa acelerada deveria criar uma onda gravitacional. De acordo com essa proposta, uma onda gravitacional representa uma oscilação do espaço-tempo que se propaga com a velocidade da luz c . A evidência indireta de uma onda gravitacional vem de um pulsar binário ([8] e [9]) no qual a energia orbital das duas estrelas de nêutrons diminui exatamente como prevista pela teoria da relatividade geral devido à emissão de ondas gravitacionais.

A primeira detecção direta de ondas gravitacionais pelo observatório de ondas gravitacionais LIGO (*Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory*), em 2015, foi a fusão de dois buracos negros, o evento chamado GW150914 ([10]). O sinal da onda gravitacional foi observado por um dos dois detectores (H1 - Hanford e L1 - Livingston que se encontra a uma distância $D = 3000$ km, $\Delta t = D/c = 0,01$ s) em um certo instante, t_0 , e pelo outro 6,9 milissegundos mais tarde, $t_0 + 0,0069$ s.

A amplitude da onda gravitacional aumentou durante um décimo segundo e terminou com a fusão dos dois buracos negros. Simultaneamente, aumentou a frequência de 35 Hz a 250 Hz que corresponde ao inverso do período orbital dos buracos negros cuja velocidade se aproxima a $0,6c$ (Fig.4).

A massa dos buracos negros antes da fusão é $36 M_\odot$ e $29 M_\odot$, respectivamente, e a massa do buraco negro único depois da fusão é $62 M_\odot$. A diferença de três massas solares é emitida em forma de ondas gravitacionais. A origem dos dois buracos negros está sendo discutida de maneira controversa, uma vez que as massas dos dois buracos negros antes da fusão são consideradas muito altas para buracos negros de origem estelar.

Em anos seguintes foram observadas ondas gravitacionais com massas mais baixas, sendo que em GW190425 um dos buracos negros possui uma massa entre $1,6$ e $2,5 M_\odot$ e em GW190814 um dos buracos negros possui uma massa entre $2,5$ e $2,7 M_\odot$ ([11] e [12]). Essas duas massas são inesperadamente baixas para buracos negros de origem estelar. Modelos recentes da evolução estelar indicam que buracos negros de origem estelar deveriam se formar a partir de $5 M_\odot$. Outro evento observado, GW190521, indica massas de buracos negros de $66 M_\odot$ e $85 M_\odot$, respectivamente [13]. Essas massas,

por outro lado, são muito altas para buracos negros de origem estelar. Para massas maiores que $65 M_{\odot}$, espera-se a destruição completa da estrela devido à instabilidade de pares partícula-antipartícula. A energia necessária para a criação de pares resulta em oscilações radiais que se tornam cada vez mais violentas e terminam destruindo a estrela inteira em uma explosão de supernova muito violenta chamada PISN (*Pair Instability SuperNova*) [14].

Não somente são as massas determinadas pelo LIGO incompatíveis com os modelos convencionais da evolução estelar em alguns casos, ainda as análises da fusão de objetos compactos observados pelo LIGO são consistentes com momento angular quase zero na maioria dos casos, o que é muito difícil para explicar quando se trata de buracos negros de origem estelar.

Uma comprovação excelente da existência de buracos negros e do tamanho do raio de Schwarzschild R_s foi obtida pela observação das sombras dos buracos negros supermassivos M87* e Sgr A* pelo telescópio de horizonte de evento (EHT - *Event Horizon Telescope*) [15] e [16]). Os dois buracos negros possuem massas diferentes por um fator 1600 o que implica uma diferença dos raios R_s pelo mesmo fator. A massa do buraco negro M87* corresponde a $6,5 \times 10^9 M_{\odot}$ e sua distância é de 17 Mpc (55 milhões de anos-luz). As sombras possuem o tamanho exato previsto pela teoria da relatividade geral.

Ao superar um crescimento máximo permitido pelo limite de Eddington, um buraco negro pode crescer de forma exponencial, $M(t) = M_0 e^{t/\tau}$ em que $\tau = 4 \times 10^8$ anos ([17]). Três vezes τ corresponde a um fator de 20. A princípio, um crescimento é possível a partir de $M_i = 10 M_{\odot}$ em 10^{10} anos.

B. Telescópio James Webb

No entanto, as observações recentes do telescópio James Webb mostram que galáxias e buracos negros existiam em redshift acima de $z > 10$, correspondendo a uma idade do universo de apenas 500 milhões de anos. Portanto, o crescimento convencional a partir de massas que correspondem às massas de buracos negros de origem estelar não é possível em um intervalo de tempo tão curto.

As galáxias observadas com mais alto redshift encontram-se em $z = 13,2$ (correspondendo a uma idade do universo de $t_u = 325 \times 10^6$ a), $z = 12,6$ ($t_u = 350 \times 10^6$ a), $z = 11,6$ ($t_u = 390 \times 10^6$ a), $z = 10,4$ ($t_u = 460 \times 10^6$ a), e um buraco negro com massa de $4 \times 10^7 M_{\odot}$ em redshift $z = 10,1$ ($t_u = 480 \times 10^6$ a). A massa desse buraco negro é comparável à massa total das estrelas. Recentemente, foi

observado um quasar, SDSS J0100+2802, que possui um buraco negro supermassivo de $12 \times 10^9 M_{\odot}$ em um redshift que corresponde a uma idade do universo de apenas $t_u = 875 \times 10^6$ a.

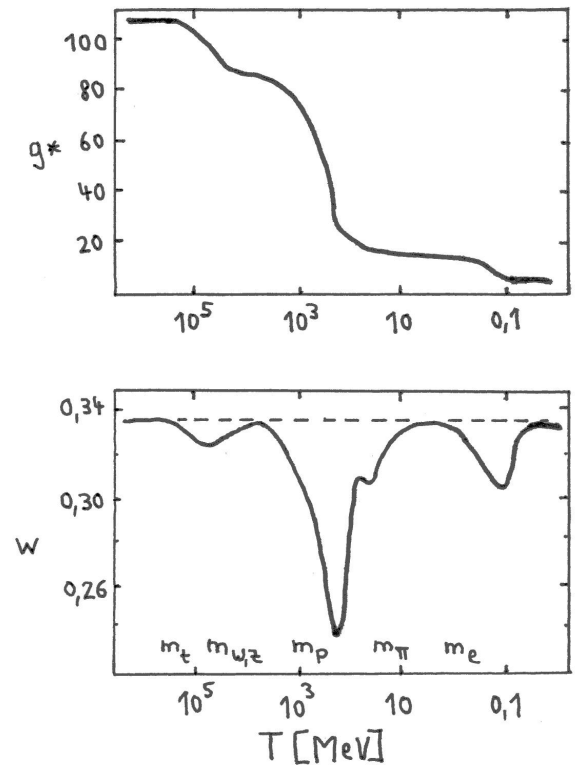


Figura 5 – No topo: O número de graus de liberdade relativísticos g^* em função da energia do universo [MeV] em escala log-linear. As maiores quedas de g^* ocorrem após o desacoplamento dos bósons W e Z , após a transição QCD (primeiro prótons e nêutrons, depois os píons) e após o aniquilamento elétron-pósitron. Painel inferior: O parâmetro da equação de estado $w = p/\rho c^2$ em função da energia do universo [MeV] em escala log-linear. Um gás relativístico possui $w = 1/3$. Em consequência da diminuição do número g^* ocorre uma diminuição instantânea da pressão e do parâmetro w o qual volta, depois de um instante curto, ao seu valor $1/3$.

A formação desses objetos observados em épocas muito remotas da evolução do universo torna cada vez mais difícil uma explicação com modelos convencionais da formação e evolução de estrelas e de galáxias. Portanto, nesse contexto, está sendo discutida a eventual importância dos buracos negros primordiais que permite entender a rápida evolução desses objetos.

V. Buracos negros primordiais

Primordial, no sentido dos astros, se refere a uma época antes do final das idades escuras, momento em que começou a formação das primeiras estrelas, a chamada população III, 100 milhões de anos depois do Big Bang. Alguns poucos buracos negros primordiais poderiam se formar nesta época. No entanto, para explicar a quantidade total de matéria escura Ω_{CDM} do universo, os buracos negros primordiais devem se formar antes da nucleossíntese primordial devido ao limite da densidade bariônica $\Omega_b = 0,045$ que representa apenas 1/6 da densidade de matéria Ω_m . Portanto, a grande maioria dos buracos negros primordiais deve se formar em uma fração do primeiro segundo depois do Big Bang.

A. Transições de fase

No universo primordial devem ser consideradas todas as partículas existentes em cada época para poder calcular pressão e temperatura. O conjunto de partículas relativísticas é descrito pelo número de graus de liberdade relativísticos g^* . Para uma energia térmica do universo acima de $kT > 200$ GeV (ou $T \approx 2 \times 10^{15}$ K) o número de graus de liberdade possui o valor $g^* = 106,75$ [18]. A primeira partícula que se torna não relativística é o top quark com $m_t c^2 = 172$ GeV, depois o bóson de Higgs com $m_h c^2 = 125$ GeV e os bósons W e Z com $m_z c^2 = 92$ GeV e $m_w c^2 = 81$ GeV, respectivamente. Essas partículas se tornam não relativísticas quase simultaneamente, causando uma queda significativa no número de graus de liberdade relativísticos para $g^* = 86,75$ como representado na Fig.5 [18] e [19].

O número g^* diminui mais em seguida, devido aos quarks b e c e devido ao lépton τ , mas essas mudanças são pequenas e não são visíveis na figura. O valor de g^* permanece aproximadamente constante até a transição QCD (*quantum chromodynamics*) que ocorre em torno de $kT \approx 200$ MeV quando os prótons e nêutrons condensam a partir dos quarks e glúons livres. Nesse momento, o número g^* diminui para $g^* = 69/4$. Em seguida, os píons se tornam não relativísticos e um pouco depois os múons, reduzindo os graus de liberdade para $g^* = 43/4$. Novamente, g^* permanece constante até o aniquilamento dos elétrons e pósitrons, e o desacoplamento dos neutrinos, em torno de $kT = 1$ MeV [18].

Cada vez que o número de graus de liberdade g^* diminuir, o parâmetro da equação de estado $w = p/\rho c^2$ diminui do seu valor $w = 1/3$ como mostrado na Fig. 5, painel inferior. Durante a queda do valor w , a probabilidade do colapso gravitacional de uma flutuação de densidade preexistente,

provavelmente de origem na época da inflação, aumenta exponencialmente com o contraste de densidade $\Delta = \delta\rho/\rho$ e permite a formação de um buraco negro primordial. O tempo de queda livre em cada um desses quatro momentos é uma pequena fração da idade do universo a qual aumenta de $t_u = 10^{-10}$ s na transição eletrofraca até 1 s no aniquilamento elétron-pósitron.

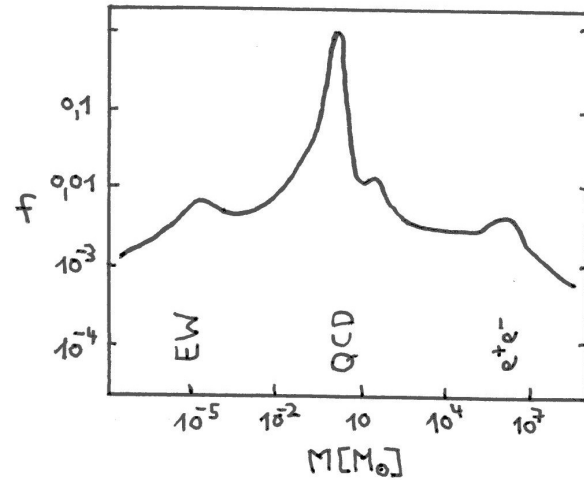


Figura 6 – O espectro de massa de buracos negros primordiais que se formam durante a abrupta queda da pressão. A fração f em massa é normalizada no máximo e indicada em função da massa em massas solares. As massas mais frequentes são da ordem de uma massa solar. Os buracos negros primordiais com massa de planetas contribuem com até 1% para a matéria escura CDM. EW (*electroweak transition*) se refere à transição eletrofraca (bósons W e Z), QCD (*quantum chromodynamics*) se refere às transições quark-hádron (prótons, nêutrons, píons e múons) e e^+e^- ao aniquilamento elétron-pósitron.

B. Massa dos buracos negros primordiais

A massa de Jeans no universo primordial dominado por radiação RD e enquanto as partículas presentes são relativísticas, é dada por $M_J \approx 10^{30}/(1+z)^3 M_\odot$. Em épocas primordiais, a massa de Jeans cresce proporcional ao volume do universo, $M_J \sim 1/(1+z)^3 \sim R^3$. Para um *redshift* $z = 10^{10}$, a massa de Jeans é da ordem de uma massa solar, $M_J = 1 M_\odot$ (Fig 3). Em tempos anteriores, $z > 10^{10}$, a massa de Jeans é menor que uma massa solar. Em tempos posteriores, a massa de Jeans aumenta, alcançando o seu valor máximo um pouco antes da época da recombinação.

Extrapolando o valor de M_J para redshift maior mantendo a mesma dependência, obtém-se na primeira queda do valor g^* na época dos bósons W e Z uma massa de Jeans da ordem da massa de um planeta $10^{-5} M_\odot$. Na transição QCD, a massa de Jeans é da ordem de uma massa solar, na época dos píons e múons, a mesma é da ordem de $30 M_\odot$ e no aniquilamento elétron-pósitron, da ordem de $10^6 M_\odot$.

A Fig. 6 mostra o espectro de massa dos buracos negros primordiais, a fração f relativo ao valor Ω_{CDM} sendo indicada em função da massa em massas solares. A eficiência da formação de buracos negros primordiais depende exponencialmente do contraste de densidade das flutuações. No momento da transição eletrofraca (bósons W e Z) podem se formar buracos negros primordiais com uma massa em torno de $10^{-5} M_\odot$. Esses objetos possuem uma massa típica de planetas livres (júpiteres) e podem contribuir com $0,01 \Omega_{CDM}$ para a matéria escura não bariônica.

Nas duas seguintes transições de fase QCD podem se formar objetos em torno de uma massa solar, sendo abaixo da massa de buracos negros estelares, e em torno de 30 massas solares, no limite superior da massa esperada de buracos negros estelares. Estes representam os buracos negros primordiais com maior contribuição para a matéria escura.

Na última das transições consideradas, o aniquilamento elétron-pósitron, podem se formar buracos negros primordiais com massa da ordem de milhões de massas solares.

C. Discussão

No momento da transição eletrofraca (bósons W e Z) podem se formar buracos negros primordiais com uma massa em torno de $10^{-5} M_\odot$. Esses objetos possuem uma massa típica de planetas livres (júpiteres) e podem contribuir com $0,01 \Omega_{CDM}$ para a matéria escura não bariônica.

Observações de microlentes parecem indicar uma contribuição de $0,01 \Omega_{CDM}$ [20] no intervalo de massa de júpiteres ou planetas livres M_{pl} (*free-floating planets*), muito acima da expectativa de acordo com a evolução estelar convencional, mas consistente com a distribuição esperada de massas de buracos negros primordiais.

Nas duas seguintes transições de fase QCD podem se formar objetos em torno de uma massa solar, sendo abaixo da massa de buracos negros estelares, e em torno de 30 massas solares, no limite superior da massa esperada de buracos negros estelares. Estes representam os buracos negros primordiais com

maior contribuição para a matéria escura e eventualmente correspondem aos buracos negros detectados através das ondas gravitacionais.

Na última das transições consideradas, o aniquilamento elétron-pósitron, podem se formar buracos negros primordiais com massa da ordem de milhões de massas solares. Estes poderiam ser as sedes para os buracos negros supermassivos observados em alto redshift.

Para galáxias anãs de brilho ultrabaixo UFD (*ultra-faint dwarf galaxy* [21]), as quais são os sistemas estelares mais escuros conhecidos ([22]), existe um raio crítico entre 10 pc e 20 pc abaixo do qual esses sistemas estelares seriam dinamicamente instáveis. A não observação de galáxias anãs UFD com raios abaixo do raio crítico ([23]) parece indicar que o tamanho dessas galáxias se deve a buracos negros centrais com massas de $30-100 M_\odot$. Simulações numéricas confirmam esse mecanismo de instabilidade das galáxias anãs UFD ([24]) se os buracos negros primordiais nesse intervalo de massa contribuem para a matéria escura com pelo menos $0,01 \Omega_{CDM}$.

Uma vez que os buracos negros primordiais se formam no universo primordial muito antes das grandes estruturas, espera-se que a distribuição espacial seja mais homogênea do que a matéria luminosa observada hoje, consistente com as observações.

VI. Conclusões

A completa falta de evidência a favor da existência de alguma das partículas elementares hipotéticas propostas, ao longo de quase meio século, tornou necessária a procura de candidatos alternativos que podem compor a matéria escura não bariônica.

A história térmica do universo desenvolvida no contexto do modelo cosmológico padrão Λ CDM oferece um mecanismo que explica a formação de buracos negros primordiais. Em uma época antes da nucleossíntese primordial, ocorrem várias transições de fase envolvendo partículas elementares conhecidas que resultam em uma queda abrupta da pressão, permitindo o colapso gravitacional de flutuações de densidade preexistentes. Na época considerada, a massa de Jeans varia por mais de dez ordens de grandeza, entre milionésimos até milhões de massas solares.

A eficiência da formação de buracos negros primordiais depende exponencialmente do contraste de densidade das flutuações as quais, provavelmente, têm origem na época da inflação. De acordo com o

espectro das flutuações, a quantidade total da matéria escura não bariônica Ω_{CDM} pode ser explicada, com a maior contribuição de buracos negros primordiais em torno de uma massa solar.

Levantamentos extensos de dados de microlentes, de ondas gravitacionais, de galáxias anãs de brilho ultrabaixo UFD e de galáxias e quasares em alto redshift, apoiam de forma consistente a ideia da existência de buracos negros primordiais. Esse cenário pode ser a solução do enigma da natureza da matéria escura que persiste há meio século. Estudos observacionais no futuro próximo podem, eventualmente, comprovar esse cenário.

Referências

- [1] J.N. Bregman, *The Search for the Missing Baryons at Low Redshift*. Annual Review of Astronomy and Astrophysics **45**, 221 (2007). Article DOI Link.
- [2] J.C. Kapteyn, *First attempt at a theory of the arrangement and motion of the sidereal system*. Astrophysical Journal **55**, 302 (1922).
- [3] F. Zwicky, *Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln*. Helvetica Physica Acta **6**, 110 (1933). Article DOI Link.
- [4] F. Zwicky, *On the masses of nebulae and clusters of nebulae*. Astrophysical Journal **86**, 217 (1937). Article DOI Link.
- [5] D.H. Rogstad, G.S. Shostak, *Gross properties of five ScD galaxies as determined from 21cm observations*. Astrophysical Journal Letters **176**, 315 (1972). Article DOI Link.
- [6] V.C. Rubin, N. Thonnard, W.K. Ford, *NGC 3067: additional evidence for nonluminous matter?*. Astronomical Journal **87**, 477 (1982). Article DOI Link.
- [7] J.A. Frieman, M.S. Turner, D. Huterer, *Dark Energy and the Accelerating Universe*. Annual Review of Astronomy and Astrophysics **46**, 385 (2008). Article DOI Link.
- [8] J.H. Taylor, R.A. Hulse, L.A. Fowler *et al.*, *Further observations of the binary pulsar PSR 1913+16*. Astrophysical Journal Letters **206**, L53 (1976). Article DOI Link.
- [9] J.H. Taylor, J.M. Weisberg, *A new test of general relativity - Gravitational radiation and the binary pulsar PSR 1913+16*. Astrophysical Journal **253**, 908 (1982). Article DOI Link.
- [10] Abbott *et al.*, Physical Review Letters **116**, 061102 (2016). Article DOI Link.
- [11] Abbott *et al.*, Astrophysical Journal Letters **892**, L3 (2020).
- [12] Abbott *et al.*, Astrophysical Journal Letters **896**, L 44 (2020).
- [13] Abbott *et al.*, Physical Review Letters **125**, 101102 (2020).
- [14] D. Arnett, *Supernovae and Nucleosynthesis*. New Jersey: Princeton University Press (1996).
- [15] The Event Horizon Telescope Collaboration, *First M87 Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole*. Astrophysical Journal Letters **875**, L1 (2019).
- [16] The Event Horizon Telescope Collaboration, *First Sagittarius A* Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole in the Center of the Milky Way*. Astrophysical Journal Letters **930**, L12 (2022).
- [17] R.K. Madejsky, *Buracos Negros Supermassivos: I. Observações e modelos teóricos*. Caderno de Física da UEFS **16**, 2404, (2018).
- [18] B. Carr, S. Clesse, J. García-Bellido, F. Kühnel, *Cosmic Conundra Explained by Thermal History and Primordial Black Holes*. Physics of the Dark Universe **31**, (2021). Article DOI Link.
- [19] S. Clesse, J. García-Bellido, *GW190425, GW190521 and GW190814: Three candidate mergers of primordial black holes from the QCD epoch*. Physics of the Dark Universe **38** (2022). Article DOI Link.
- [20] H. Niikura, et al., *Constraints on Earth-mass primordial black holes from OGLE 5-years microlensing events*. PhRvD 99h3503N (2019).
- [21] J.D. Simon, *The Faintest Dwarf Galaxies*. Annual Review of Astronomy and Astrophysics **57**, 375 (2019). Article DOI Link.
- [22] R.K. Madejsky, *Curso Básico de Astrofísica e Cosmologia, Vol.2*. Feira de Santana: UEFS Editora (2015).
- [23] R.K. Madejsky, *Galáxias anãs de brilho ultrabaixo*. Cadernos de Astronomia da UFES **5**, (1) 1402 (2024). Article DOI Link.
- [24] P. Boldrini, Y. Miki, A.Y. Wagner, R. Mohayaee, J. Silk, A. Arbey, *Cusp-to-core transition in low-mass dwarf galaxies induced by dynamical heating of cold dark matter by primordial black holes*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society **492**, 5218 (2020).